

ПРОГРАММА И СОДЕРЖАНИЕ

25 марта		Стр.
12.00 - 12.10	Открытие.	
1 заседание	<u>Председатель С.В.Гапонов</u>	
12.10 – 12.45	В.Я.ДЕМИХОВСКИЙ. <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия.</i>	25
	Спиновый эффект Холла: основы теории и эксперимент.	
12.45 – 13.20	А.А. СНИГИРЕВ Преломляющая рентгеновская оптика. <i>ESRF, Grenoble, France</i>	
13-30 - 15.00	Обед	
2 заседание	<u>Зондовая микроскопия – 1. Председатель Г.А.Максимов.</u>	
15.00 – 15.35	В.А.БЫКОВ. <i>ЗАО «Нанотехнология – МДТ» & ЗАО «Инструменты нанотехнологии», Москва, Зеленоград, Россия.</i>	29
	Аналитическая база нанотехнологии - состояние и перспективы развития.	
15.35 – 16.10	К.Н.ЕЛЬЦОВ. <i>Центр естественно-научных исследований Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия. Аналитические возможности сверхвысоковакуумного сканирующего туннельного микроскопа.</i>	30
16.10 – 16.40	<i>Coffee – break</i>	
16.40	1 стендовая сессия: Зондовая микроскопия – 1; Магнитные наноматериалы; Спинтроника; Нанотехнологии.	
26 марта		
3 заседание	<u>Нанофотоника – 1. Председатель М.С.Каган.</u>	
9.00 – 9.35	Г.А.МАКСИМОВ ¹ , З.Ф.КРАСИЛЬНИК ² , А.В.НОВИКОВ ² , <u>Д.О.ФИЛАТОВ¹</u> , М.В.КРУГЛОВА ¹ . <i>¹Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Научно – образовательный центр «Физика твердотельных наноструктур», ²Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.</i>	34
	Исследование фотоэлектрических свойств гетероструктур GeSi/Si с самоорганизованными нанокластерами методом спектроскопии фотоЭДС на барьере полупроводник/электролит.	
9.35 – 10.10	<u>В.Н.ШАСТИН¹</u> , Н.А.БЕКИН ¹ , Р.Х.ЖУКАВИН ¹ , А.К.КОВАЛЕВСКИЙ ¹ , С.Г.ПАВЛОВ ^{1,2} , Н.Н.RADAMSON ³ , Н.-W.HUEBERS ² . <i>¹Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. ²Institute of Planetary research, German Aerospace Center, Berlin, Germany. ³Royal Institute of Technology, Materials and Semiconductor Physics, Stockholm, Sweden.</i>	38
	Терагерцовая люминесценция гетероструктур Si/GeSi n-типа при внутризонном оптическом возбуждении.	
10.10 – 10.45	V.YA.ALESHKIN ¹ , A.A.AFONENKO ² , A.A.BELYNIN ³ , A.A.BIRYUKOV ³ , A.A.DUBINOV ¹ , V.V.KOCHAROVSKY ^{3,4} , <u>VI.V.KOCHAROVSKY⁴</u> , S.V.MOROZOV ¹ , S.M.NEKORKIN ⁵ , M.O.SCULLY ^{3,6} , B.N.ZVONKOV ⁵ , N.B.ZVONKOV ⁵ . <i>¹Institute for Physics of Microstructures RAS, Nizhny Novgorod, Russia. ²Belorussia State University, Minsk, Belorussia. ³Institute for Quantum Studies and Department of Physics, Texas A&M University, College Station, USA. ⁴Institute of Applied Physics RAS, Nizhny Novgorod, Russia. ⁵Research Physical-Technical Institute of the N. Novgorod State University, Nizhny Novgorod, Russia. ⁶Department of Chemistry, Princeton University, Princeton, USA</i>	42
	Nonlinear optics of semiconductor nanostructures and intracavity mixing of laser modes: progress in theory and recent experiments.	
10.45 – 11.15	<i>Coffee – break</i>	

4 заседание	<u>Рентгеновская оптика – 1. Председатель В.А.Бушуев.</u>	
11.15 – 11.50	<u>Л.А.ШМАЕНОК¹, Н.Н.САЛАЩЕНКО², Н.И.ЧХАЛО², А.А.ШМИДТ³.</u> <i>¹Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, С.-Петербург, Россия. ²Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. ³Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, С.-Петербург, Россия.</i>	
	Разработка технологии и аппаратуры для международных программ по EUV литографии.	
11.50 – 12.25	<u>С.В.ГАПОНОВ, Е.Б.КЛЮЕНКОВ, Н.Н.САЛАЩЕНКО, Н.И.ЧХАЛО,</u> <u>В.Е.КОСТИУКОВ, Л.А.СИНЕГУБКО, В.Д.СКУПОВ, А.Ю.СЕДАКОВ.</u> <i>Институт физики микроструктур РАН, ФГУП НИИИС им. Ю.Е.Седакова, Н.Новгород, Россия.</i>	44
	Работы в области проекционной EUV-литографии в рамках российской программы.	
12.25 – 13.00	<u>Н.Б.ВОЗНЕСЕНСКИЙ.</u> <i>VTT Optik Ltd., Poelvamaa, Estonia</i>	48
	Интерферометр с дифракционной волной сравнения для контроля формы оптических элементов.	
13.30 – 15.00	<i>Обед</i>	
5 заседание	<u>Сверхпроводимость. Председатель И.Л.Максимов.</u>	
15.00 – 15.35	<u>С.Н.ВДОВИЧЕВ¹, Б.А.ГРИБКОВ¹, С.А.ГУСЕВ¹, А.Ю.КЛИМОВ¹, Ю.Н.НОЗДРИН¹,</u> <u>Г.Л.ПАХОМОВ¹, В.В.РОГОВ¹, А.А.ФРАЕРМАН¹, Р.ШТОЛЬЦ², Е.ИЛЬИЧЁВ².</u> <i>¹Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. ²Институт Высоких Технологий, Йена, Германия.</i>	52
	Свойства джозефсоновских контактов в неоднородном поле ферромагнитных частиц.	
15.35 – 16.10	<u>В.В.РЯЗАНОВ, В.А.ОБОЗНОВ, В.В.БОЛЬГИНОВ, А.К.ФЕОФАНОВ.</u> <i>Институт физики твердого тела РАН, Черногловка, Моск. обл., Россия.</i>	56
	Инверсия фазы в структурах сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник. Джозефсоновские рi-контакты.	
16.10 – 16.40	<i>Coffee – break</i>	
16.40	2 стендовая сессия: Рентгеновская оптика – 1; Нанопотоника – 1; Полупроводниковые наноматериалы; Сверхпроводники и гетероструктуры ферромагнетик – сверхпроводник.	

27 марта

6 заседание	<u>Рентгеновская оптика – 2. Председатель Э.В.Суворов.</u>	
9.00 – 9.35	<u>А.Д.АХСАХАЛЯН, Ю.А.ВАЙНЕР, Е.Б.КЛЮЕНКОВ, В.И.ЛУЧИН, А.Е.ПЕСТОВ,</u> <u>К.А.ПРОХОРОВ, Н.Н.САЛАЩЕНКО, Н.И.ЧХАЛО.</u> <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.</i>	60
	Короткопериодная рентгеновская оптика для коллимации, фокусировки и поляризации рентгеновского излучения.	
9.35 – 10.10	<u>В.А.ЧЕРНОВ¹, С.В.МЫТНИЧЕНКО², Н.В.КОВАЛЕНКО¹.</u> <i>1- Институт ядерной физики СО РАН, 2- Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН, Новосибирск, Россия</i>	
	Тонкопленочные рентгеновские волноводы.	
10.10 – 10.45	<u>В.В.АРИСТОВ, Д.В.РОЩУПКИН, Е.В.ШУЛАКОВ.</u> <i>Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черногловка, Россия.</i>	64
	Рентгеновская оптика в Институте проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН - 2004/2005.	
10.45 – 11.15	<i>Coffee - break</i>	
7 заседание	<u>Магнитные наноструктуры. Председатель В.В.Устинов.</u>	
11.15 – 11.50	<u>В.М.УЗДИН.</u> <i>МЦ ДПО Санкт-Петербургского государственного Университета, С.-Петербург, Россия.</i>	68
	Неколлинеарный магнетизм в металлических наносистемах.	

11.50 – 12.25	А.И.ЧУМАКОВ. <i>European Synchrotron Radiation Facility, Grenoble, France. Российский Научный Центр «Институт Курчатова», Москва, Россия.</i> Зондирование магнетизма и динамики наноструктур ядерным рассеянием синхротронного излучения.	72
12.25 – 13.00	С.А.НИКИТОВ <i>Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия</i> Магнито-фотонные и магنونные кристаллы.	
13.30 – 15.00	Обед	
8 заседание	<u>Магнито-силовая микроскопия. Председатель Р.З.Бахтизин</u>	
15.00 – 15.35	А.А.БУХАРАЕВ. <i>Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского КазНЦ РАН, Казань, Россия.</i> Современные методы магнитно-силовой микроскопии.	75
15.35 – 16.10	<u>S.O.DEMOKRITOV¹, V.E.DEMIDOV², B.HILLEBRANDS², Ch.BACK³.</u> <i>¹Institut für Angewandte Physik, Westfälische Wilhelms-Universität MünsterMünster, Germany. ²Fachbereich Physik, Technische Universität Kaiserslautern, Kaiserslautern, Germany. ³Experimentelle und Angewandte Physik, Universität Regensburg, Regensburg, Germany.</i> Spin-wave dynamics of small magnetic elements.	78

Банкет

28 марта

9 заседание	<u>Полупроводниковые нанотехнологии. Председатель А.И.Никифоров.</u>	
9.00 – 9.35	А.А.МАРМАЛЮК. <i>ООО "Сигм Плюс", Москва, Россия</i> Формирование гетероструктур с квантовыми ямами для ИК-фотоприемников на внутризонных переходах методом МОС-гидридной эпитаксии.	82
9.35 – 10.10	<u>Г.Э.ЦЫРЛИН^{1,2,3}, В.Г.ДУБРОВСКИЙ^{2,3}, И.П.СОШНИКОВ^{2,3}, А.А.ТОНКИХ^{1,3}, Ю.Б.САМСОНЕНКО^{1,2,3}, Н.К.ПОЛЯКОВ^{1,2}, В.М.УСТИНОВ^{2,3}.</u> <i>¹Институт Аналитического приборостроения РАН, ²Научно-образовательный комплекс «Санкт-Петербургский физико-технический научно-образовательный центр РАН», ³Физико-Технический Институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия.</i> Нитевидные кристаллы GaAs и AlGaAs нанометрового диапазона: МПЭ рост и свойства.	86
10.10 – 10.45	<u>М.М.СОБОЛЕВ, А.Е.ЖУКОВ, А.П.ВАСИЛЬЕВ, Е.С.СЕМЕНОВА, В.С.МИХРИН.</u> <i>Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия</i> Связывание состояний электронов двойных вертикально сопряженных InAs/GaAs квантовых точек.	89
10.45 – 11.15	<i>Coffee - break</i>	
10 заседание	<u>Спинтроника. Председатель В.Я.Демиховский.</u>	
11.15 – 11.50	<u>В.В. УСТИНОВ.</u> <i>Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия</i> Управление спиновым транспортом в магнитных металлических наноструктурах: факторы атомного упорядочения и магнитных взаимодействий.	91
11.50 – 12.25	В.В.БЕЛЬКОВ. <i>ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия.</i> Магнито-гиротропный фотогальванический эффект в наноструктурах.	92
12.25 – 13.00	L.R.TAGIROV. <i>Kazan State University, Kazan, Russia</i> Giant magnetoresistance in magnetic nanostructures.	93
13.30 – 15.00	Обед	

11 заседание	<u>Нанопотоника – 2. Председатель В.Я.Алешкин</u>	
15.00 – 15.35	<u>Д.Е.ВОРОБЬЕВ¹, М.А.БАРЗИЛОВИЧ¹, И.В.МИХАЙЛОВ¹, В.Ю.ПАНЕВИН¹, Н.К.ФЕДОСОВ¹, Д.А.ФИРСОВ¹, В.А.ШАЛЫГИН¹, Н.К.ПОЛЯКОВ², Ю.Б.САМСОНЕНКО², А.А.ТОНКИХ², Г.Э.ЦЫРЛИН², А.Е.ЖУКОВ³, Н.А.ПИХТИН³, И.С.ТАРАСОВ³, В.М.УСТИНОВ³.</u> <i>¹С.-Петербургский государственный политехнический университет, ²Институт аналитического приборостроения РАН, ³Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия.</i>	97
15.35 – 16.10	Индукционное оптической накачкой поглощение и усиление света в квантовых точках InAs/GaAs и квантовых ямах GaAs/AlGaAs. <u>Д.М.ЖИГУНОВ, О.А.ШАЛЫГИНА, С.А.ТЕТЕРУКОВ, П.К.КАШКАРОВ, В.Ю.ТИМОШЕНКО.</u> <i>Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия.</i>	100
16.10 – 16.40	<i>Coffee - break</i>	
16.40	3 стендовая сессия: Нанопотоника – 2; Зондовая микроскопия – 2; Рентгеновская оптика - 2	

29 марта

12 заседание	<u>Зондовая микроскопия – 2. Председатель В.А.Быков.</u>	
9.00 – 9.35	<u>А.Н.ТИТКОВ, P.GIRARD*, M.S.DUNAEVSKII, M.RAMONDA**.</u> <i>Ioffe Physical-Technical Institute, RAS, St.Petersburg, Russia. *LAIN (UMR CNRS 5011), University of Montpellier II, Montpellier, France. **LMCP, University of Montpellier II, Montpellier, France</i>	
9.35 – 10.10	Local modification of surface structural and electrical properties in strong electric field between AFM tip and surface. <u>Р.З.БАХТИЗИН^{1,2}, Ч.-Ж.ЩУЕ², Ч.-К.ЩУЕ³, К.-Х.ВУ², Т.САКУРАЙ².</u> <i>¹Физический факультет Башкирского государственного университета, Уфа, Россия. ²Институт проблем материаловедения университета Тохоку, Сендай, Япония. ³Институт физики АН КНР, Пекин, Китай.</i>	103
10.10 – 10.40	<i>Coffee - break</i>	
10.40 – 11.25	<u>А.В.ЗОТОВ^{1,2}, А.А.САРАНИН¹, В.Г.КОТЛЯР¹, Т.В.КАСЬЯНОВА¹, О.А.УТАС¹, В.Г.ЛИФШИЦ^{1,2}.</u> <i>¹Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, ²Владивостокский государственный университет экономики и сервиса, Владивосток, Россия.</i>	107
11.25 – 12.00	Сканирующая туннельная микроскопия гетероэпитаксиального роста пленок полупроводников III-нитридов. <u>А.В.ЛАТЫШЕВ^{1,2}, Д.В.ЩЕГЛОВ^{1,2}.</u> <i>¹Новосибирский государственный университет, ²Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия.</i>	110
13.30 – 15.00	Атомно-силовая микроскопия полупроводниковых наноструктур: диагностика и литография. <i>Обед</i>	

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

№
стенда

25 марта, пятница – 1 стендовая сессия

Стр.

ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ-1

- Пт 1** A.M.ALEXEEV^{1,2}, M. M. KOETSE³, J. LOOS¹.
¹Eindhoven University of Technology, Eindhoven, The Netherlands. ²NT-MDT, Moscow, Russia.
³TNO Industrial, Eindhoven, The Netherlands.
Local electrical characterization of semiconducting polymer blends.
- Пт 2** M.Я.ВАЛАХ¹, В.В.СТРЕЛЬЧУК¹, П.М.ЛИТВИН¹, А.Ф.КОЛОМЫС¹, YU.I.MAZUR²,
Z.M.WANG², G.J.SALAMO². 114
¹Институт физики полупроводников им. В.Е.Лашкарёва НАН Украины, Киев, Украина.
²Университет Арканзаса, отделение физики, Арканзас, США.
Эффекты латерального упорядочения (In,Ga)As квантовых точек и нитей в многослойных (In,Ga)As/GaAs структурах на подложках ориентаций (100) и (N11).
- Пт 3** A.A.ВЕДЕНЕЕВ, К.Н.ЕЛЬЦОВ. 116
Центр естественно-научных исследований, Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН,
Москва, Россия.
Атомная структура GaAs(001)-с(8x2) на начальной стадии адсорбции I₂.
- Пт 4** В.М.ДАНИЛЬЦЕВ, Н.В.ВОСТОКОВ, Д.М.ГАПОНОВА, М.Н.ДРОЗДОВ, Ю.Н.ДРОЗДОВ,
А.В.МУРЕЛЬ, Д.А.ПРЯХИН, О.И.ХРЫКИН, В.И.ШАШКИН. 118
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.
Применение АСМ для исследования режимов эпитаксиального роста гетероструктур AlGaAs/GaAs.
- Пт 5** П.А.ДЕМЕНТЬЕВ¹, М.С.ДУНАЕВСКИЙ¹, А.В.АНКУДИНОВ¹, И.В.МАКАРЕНКО¹,
В.Н.ПЕТРОВ¹, А.Н.ВАНОВ², Д.А.УАРЕКНА², А.Н.ТИТКОВ¹. 120
¹Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия. ²Universite de
Montpellier, Montpellier, France
Толщина и форма слоя окисла на зеркалах лазерных гетероструктур GaSb/Ga_{0.1}Al_{0.9}SbAs/GaInAsSb в местах выхода слоев богатых Al.
- Пт 6** В.М.АСТАШИНСКИЙ¹, Е.А.КОСТЮКЕВИЧ¹, А.М.КУЗЬМИЦКИЙ¹, Л.В.КУХАРЕНКО²,
В.М.АНИЩИК³, В.В.УГЛОВ³, Н.Н.ЧЕРЕНДА³, Ю.В.СВЕШНИКОВ³, А.А.КУХАРЕНКО³,
Н.Т.КВАСОВ⁴, А.Л.ДАНИЛЮК⁴. 122
¹Институт молекулярной и атомной физики НАНБ, ²Белорусский государственный
медицинский университет, ³Белорусский государственный университет, ⁴Белорусский
государственный университет радиоэлектроники и информатики, Минск, Беларусь.
Формирование низкоразмерных структур на кремнии с помощью металлосодержащей плазмы.
- Пт 7** И.В.САБИНИНА, А.К.ГУТАКОВСКИЙ, Ю.Г.СИДОРОВ, А.В.ЛАТЫШЕВ. 124
Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия
АСМ анализ прорастающих V-дефектов в пленках Cd_xHg_{1-x}Te выращенных методом МЛЭ.
- Пт 8** Е.Е.РОДЯКИНА, А.В.ЛАТЫШЕВ. 126
Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирский государственный
университет, Новосибирск, Россия.
АСМ диагностика поверхности кремния в условиях плоского капилляра
- Пт 9** Д.О.ФИЛАТОВ¹, Г.А.МАКСИМОВ¹, В.В.ЛЕВИЧЕВ¹, С.М.НЕКОРКИН². 128
¹НОЦ Физика твердотельных наноструктур, Нижегородский Государственный
Университет им. Лобачевского. ²Научно-исследовательский физико-технический
институт ННГУ, Н.Новгород, Россия.
Исследование полупроводниковых двухчастотных лазеров методом спектрально разрешенной Ближнепольной Сканирующей Оптической Микроскопии.
- Пт 10** Ю.А.ДАНИЛОВ, Б.Н.ЗВОНКОВ, В.С.ТУЛОВЧИКОВ, В.К.ВАСИЛЬЕВ,
Е.И.МАЛЫШЕВА, О.В.ВИХРОВА. 130
Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского
государственного университета, Н.Новгород, Россия.
Исследование влияния предварительной имплантации подложек GaAs на свойства эпитаксиальных наноструктур с квантовыми точками в системе InAs/GaAs.

Пт 11	<u>О.Г.УДАЛОВ</u> ¹ , <u>В.Л.МИРОНОВ</u> ¹ , <u>М.В.ШАЛЕЕВ</u> ¹ , <u>А.В.НОВИКОВ</u> ¹ , <u>Т.DZIOMBA</u> ² , <u>I.BUSCH</u> ² . ¹ Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. ² Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig, Germany. Сравнительные АСМ и РРМ исследования островков германия на поверхности кремния.	132
Пт 12	<u>А.В.ГАМАЗКОВ</u> , <u>Г.А.МАРЦИНОВСКИЙ</u> , <u>Д.С.СМИРНОВ</u> , <u>Г.Д.ШАНДЫБИНА</u> . Санкт-Петербургский Государственный Университет Информационных Технологий, Точной Механики и Оптики, С.-Петербург, Россия. Интерференция и пространственная локализация оптических поверхностных поляритонов.	134
Пт 13	<u>А.М.ЛЯХОВИЧ</u> , <u>А.Е.МУРАВЬЕВ</u> . Физико-технический институт Уральского отделения РАН, Ижевск, Россия Влияние условий внешней среды на распределение сил адгезии при исследовании полимерных материалов методом АСМ.	136
Пт 14	<u>А.Б.ШУБИН</u> , <u>А.А.ТИХОМИРОВ</u> , <u>С.Ю.КРАСНОБОРОДЬКО</u> . ЗАО «Нанотехнология - МДТ» Москва, Зеленоград, Россия. Сверхострые зонды для атомной силовой микроскопии. Проблемы и пути решения.	137
Пт 15	<u>S.M.ALEXEEV</u> , <u>A.V.BYKOV</u> , <u>V.N.RYABOKON</u> , <u>A.V.ZABLOTSKIY</u> . NT-MDT Co., Zelenograd, Moscow, Russia Probe nanolaboratories software development on the expert systems base.	139
Пт 16	<u>В.А.БЫКОВ</u> , <u>В.В.ПРОХОРОВ</u> , <u>С.А.САУНИН</u> . НТ-МДТ, Москва, Зеленоград, Россия Расширенная двухпараметрическая АСМ спектроскопия Амплитуда-Частота-Расстояние.	141
Пт 17	<u>В.В.БАУКОВ</u> , <u>В.В.ГАВРИЛЮК</u> , <u>В.В.ЖИЖИМОНТОВ</u> , <u>С.А.САУНИН</u> . НТ-МДТ, Зеленоград, Москва, Россия. АСМ головка для безапертурного микроскопа.	143
Пт 18	<u>T.DZIOMBA</u> ¹ , <u>G.DAI</u> ¹ , <u>W.MIRANDE</u> ¹ , <u>L.KOENDERS</u> ¹ , <u>O.SAFRONOVA</u> ² , <u>A.SHUBIN</u> ² . ¹ Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig, Germany. ² Molecular Devices and Tools for NanoTechnology (NT-MDT), Zelenograd, Moscow region, Russia. Certified calibration and uniformity investigations of “TGZ” lateral & step height standards.	145
Пт 19	<u>Р.И.ТЕГАЕВ</u> , <u>Г.В.ДЕДКОВ</u> . Кабардино-Балкарский госуниверситет, Нальчик, Россия Исследование наноконтактов игла – поверхность с помощью высоковакуумной теневой электронной микроскопии.	147
Пт 20	<u>Г.В.ДЕДКОВ</u> , <u>А.А.КЯСОВ</u> , <u>Р.И.ТЕГАЕВ</u> . Кабардино –Балкарский госуниверситет, Нальчик, Россия. Игла сканирующего микроскопа как управляемый источник микроволнового излучения.	149
Пт 21	<u>I.DOROFYEV</u> . Institute for physics of microstructures RAS, N.Novgorod, Russia Resonance enhancement of the dispersion interaction in multiparticle quasiequilibrium systems.	151
Пт 22	<u>С.А.ЗИГАНШИНА</u> , <u>А.А.МОЖАНОВА</u> , <u>А.А.БУХАРАЕВ</u> , <u>Н.М.СЕЛИВАНОВА</u> , <u>И.А.ЧЕЛНОКОВА</u> *, <u>А.В.ГЕДМИНА</u> *, <u>Л.Г.ШАЙДАРОВА</u> *, <u>Г.К.БУДНИКОВ</u> *. Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского КазНЦ РАН, *Казанский государственный университет, Казань, Россия Изучение многофазных наноструктур при помощи атомно-силового микроскопа, работающего в режиме фазового контраста	153
Пт 23	<u>А.А.МОЖАНОВА</u> , <u>С.А.ЗИГАНШИНА</u> , <u>А.А.БУХАРАЕВ</u> . Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского КазНЦ РАН, Казань, Россия Изучение гидрофобных и гидрофильных свойств кремния с помощью атомно-силовой спектроскопии.	155

- Пт 24 O.KARBAN^{1,2}, M.LUBOMSKA¹, M.POLLARD, P.RUDOLF¹, B.FERINGA¹, E.R.KAY³, J.K.Y.WONG³, D.LEIGH³. 157
¹Materials Science Centre, Rijksuniversiteit Groningen, Groningen, The Netherlands. ²Physical-technical Institute of UrB RAS, Izhevsk, Russia. ³School of Chemistry, University of Edinburgh, Edinburgh United Kingdom.
Morphology of naphthalimide rotaxane grafted onto SAM on Si(100) observed by atomic force microscopy.
- Пт 25 Р.В.ЛАПШИН. 159
 НИИ Физических проблем им. Ф.В.Лукина, Москва, Зеленоград, Россия.
Способ автоматической коррекции искажённых дрейфом СЗМ-изображений.
- Пт 26 Р.В.ЛАПШИН. 161
 НИИ Физических проблем им. Ф.В.Лукина, Москва, Зеленоград, Россия.
Автоматическая распределённая калибровка сканера зондового микроскопа.
- Пт 27 А.Р.ГАЛИМЗЯНОВ¹, С.С.КОСОЛОБОВ², Д.В.ЩЕГЛОВ^{1,2}, А.В.ЛАТЫШЕВ^{1,2}. 163
¹Новосибирский государственный университет, ²Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия.
Диагностика поверхности кристалла методом фазового контраста АСМ.
- Пт 28 В.Ю.ЮРОВ, А.Н.КЛИМОВ. 165
 Центр естественно-научных исследований Института Общей Физики РАН, Москва, Россия
Локальная туннельная спектроскопия сверхтонкой пленки CuI.
- Пт 29 М.А.ПУШКИН¹ В.В.ЛЕБИДЬКО¹, В.И.ТРОЯН¹, Д.А.АНТОНОВ², Д.О.ФИЛАТОВ². 167
¹Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия. ²Нижегородский государственный университет, Н.Новгород, Россия.
Исследование эффекта многоэлектронных возбуждений в нанокластерах d-металлов в зависимости от их размера методами РФЭС и СТМ.
- Пт 30 Б.А.ГРИБКОВ, С.А.ГУСЕВ. 169
 Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.
О метрологических возможностях Фурье-анализа в зондовой микроскопии.
- МАГНИТНЫЕ НАНОМАТЕРИАЛЫ
- Пт 31 С.Н.ВДОВИЧЕВ, А.Д.ГОСПОДЧИКОВ, Б.А.ГРИБКОВ, С.А.ГУСЕВ. 171
 Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.
Особенности формирования магнитных наноструктур методом электронной литографии.
- Пт 32 С.Н.ВДОВИЧЕВ, Б.А.ГРИБКОВ, С.А.ГУСЕВ, В.Л.МИРОНОВ, Д.С.НИКИТУШКИН, А.А.ФРАЕРМАН, В.Б.ШЕВЦОВ. 173
 Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.
О возможности наблюдения эффектов хиральности в ферромагнитных наночастицах.
- Пт 33 В.А.БЫКОВ¹, Е.В.КУЗНЕЦОВ¹, С.А.САУНИН¹, А.Г.ТЕМИРЯЗЕВ². 175
¹ЗАО "НТ-МДТ", Зеленоград, Москва, Россия. ²ИРЭ РАН, Фрязино, Россия
Атомно-силовая микроскопия и компьютерное моделирование доменных структур в тонкопленочных магнитных образцах.
- Пт 34 V.V.USTINOV, T.P.KRINITSINA, M.A.MILYAEV, L.N.ROMASHEV, A.M.BURKHANOV. 177
 Institute of Metal Physics, Ural Division RAS, Ekaterinburg, Russia.
Structure, crystallography and magnetic properties of (Fe/Cr)/(100), (110) & (211)MgO superlattices.
- Пт 35 Б.А.ГРИБКОВ, В.Л.МИРОНОВ, Н.И.ПОЛУШКИН. 178
 Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Исследование процессов локального перемагничивания в наночастицах FeCr.
- Пт 36 Р.С. ИСХАКОВ*, С.В.КОМОГОРЦЕВ*, А. MICHELS** 178
 *Институт физики СО РАН, Красноярск, Россия. **Institut für Nanotechnologie, Forschungszentrum Karlsruhe, Karlsruhe, Germany
Магнитные корреляции в нанокристаллическом сплаве VITROPERM.

- Пт 37 С.В.КОМОГОРЦЕВ¹, Р.С.ИСХАКОВ¹, А.Д.БАЛАЕВ¹, Д.Е.ПРОКОФЬЕВ¹, А.В.ОКОТРУБ², А.Г.КУДАШОВ². 180
¹Институт физики СО РАН, Красноярск, Россия. ²Институт неорганической химии СО РАН, Новосибирск, Россия
Температурная зависимость кривых намагничивания в наночастицах Fe-S.
- Пт 38 В.Л.МИРОНОВ, Б.А.ГРИБКОВ, А.А.ФРАЕРМАН, И.Р.КАРЕТНИКОВА, С.Н.ВДОВИЧЕВ, С.А.ГУСЕВ, И.М.НЕФЕДОВ, И.А.ШЕРЕШЕВСКИЙ. 182
 Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.
Переходы между однородным и вихревым состояниями в наночастицах Со под действием магнитного поля зонда магнитно-силового микроскопа.
- Пт 39 Д.С.НИКИТУШКИН, Б.А.ГРИБКОВ, В.Л.МИРОНОВ 184
 Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.
Моделирование МСМ изображений ферромагнитных наночастиц со сложным распределением намагниченности.
- Пт 40 С.И.СМИРНОВ, С.В.КОМОГОРЦЕВ.
 Красноярский Государственный Педагогический Университет, Институт физики СО РАН, Красноярск, Россия.
Описание экспериментальных кривых намагничивания ансамблей однодоменных наночастиц с помощью модифицированной модели Стонера-Вольфарта.
- Пт 41 С.В.СТОЛЯР^{1,2}, О.А.БАЮКОВ¹, Ю.Л.ГУРЕВИЧ³, Е.А.ДЕНИСОВА¹, Р.С.ИСХАКОВ¹, В.П.ЛАДЫГИНА³, А.П.ПУЗЫРЬ³, П.П.ПУСТОШИЛОВ³, Л.А.ЧЕКАНОВА¹.
¹Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН, ²Красноярский государственный университет, ³Институт биофизики СО РАН, Красноярск, Россия.
Железосодержащие наночастицы синтезированные в процессе жизнедеятельности бактерий.
- Пт 42 Д.А.СЫЧЕВ*, И.Г.ВАСИЛЬЕВА**, В.А.ЧЕРНОВ*.
 *Институт Ядерной физики им.Будкера СО РАН, **Институт неорганической химии им.Николаева, Новосибирск, Россия.
Исследование магнитных наночастиц ферритов марганца в алюмооборотных стеклах методом EXAFS-спектроскопии.
- Пт 43 И.В.МАЛИКОВ, Д.А.ФОМИН, Г.М.МИХАЙЛОВ. 186
 Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, Россия.
Влияние ультратонких покрытий на величину магнитного контраста в пленках ферромагнитных материалов.
- Пт 44 Г.А.ВУГАЛТЕР¹, И.Д.ТОКМАН², А.В.ШВЕЦОВ¹. 188
¹Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, ²Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.
Магнитодипольное излучение системы магнитных молекул в сильном резонансном магнитном поле.
- Пт 45 П.Д.КИМ¹, И.А.ТУРПАНОВ¹, В.И.ЮШКОВ^{1,2}, А.Я.БЕТЕНЬКОВА¹, Л.А.ЛИ¹, Т.Н.ИСАЕВА¹, С.В.СТОЛЯР^{1,2}.
¹Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, ²Красноярский государственный университет, ³Красноярский государственный технический университет, Красноярск, Россия.
Перпендикулярная магнитная анизотропия в гранулированных пленках CoPt-SiO₂.
- Пт 46 И.А.ВОЛКОВ
 Московский Государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия.
Определение фундаментальных магнитных параметров ансамблей наночастиц с использованием сканирующего СКВИД-микроскопа.

СПИНТРОНИКА

- Пт 47 Ю.Б.ВАСИЛЬЕВ.
 Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия.
Квантовый фото-магнитный эффект

- Пт 48 О.В.ВИХРОВА¹, Ю.А.ДАНИЛОВ^{1,2}, Б.Н.ЗВОНКОВ¹, Ю.Н.НОЗДРИН², В.В.ПОДОЛЬСКИЙ¹, М.В.САПОЖНИКОВ². 190
¹Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, ²Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Ферромагнетизм в слоях GaAs, легированного марганцем: эффекты лазерного отжига.
- Пт 49 Ю.А.ДАНИЛОВ^{1,2}, Е.С.ДЕМИДОВ³, Ю.Н.ДРОЗДОВ², А.П.КАСАТКИН¹, В.П.ЛЕСНИКОВ¹, В.В.ПОДОЛЬСКИЙ¹, М.В.САПОЖНИКОВ². 192
¹Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, ²Институт физики микроструктур РАН, ³Нижегородский государственный университет им.Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия.
Ферромагнетизм в эпитаксиальных слоях антимонидов галлия и индия и арсенида индия, пересыщенных примесью марганца.
- Пт 50 Е.С.ДЕМИДОВ, Н.Е.ДЕМИДОВА. 194
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия
Экспоненциальный полевой рост проводимости в гранулированных средах обусловленный кулоновской блокадой туннелирования.
- Пт 51 Н.В.ВОРОБЬЕВА¹, А.Н.ЛАЧИНОВ¹, Б.А.ЛОГИНОВ². 196
¹Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН, Уфа, Россия. ²Научно-исследовательский институт нанотехнологии Московского государственного института электронной техники, Москва, Россия.
Обнаружение гигантского магнетосопротивления в системе Fe/Ni-полимер-Cu.
- Пт 52 V.YA.DEMIKHOVSKII, A.A.PEROV 198
Nizhny Novgorod State University, Nizhny Novgorod, Russia
Hall Conductance of a Two-Dimensional Electron Gas in Periodic Triangular Antidot Lattice.
- Пт 53 С.А.ТАРАСЕНКО, Е.Л.ИВЧЕНКО. 200
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия
Чисто спиновые фототоки в полупроводниковых наноструктурах.
- Пт 54 М.В.ЯКУНИН¹, Ю.Г.АРАПОВ¹, В.Н.НЕВЕРОВ¹, С.М.ПОДГОРНЫХ¹, Б.Н.ЗВОНКОВ², Е.А.УСКОВА². 202
¹ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, Россия. ²Научно-исследовательский физико-технический институт при ННГУ, Н.Новгород, Россия.
Осциллирующие зависимости магнетосопротивления от параллельной компоненты магнитного поля в двойной квантовой яме n-In_xGa_{1-x}As/GaAs.
- Пт 55 П.А.БОРОДИН, А.А.БУХАРАЕВ, Д.А.БИЗЯЕВ. 204
Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского КазНЦ РАН, Казань, Россия.
Гигантское магнетосопротивление никелевых наноконтактов, полученных электрохимическим методом.
- НАНОТЕХНОЛОГИИ
- Пт 56 В.А.БЫКОВ, Д.В.ВЕРЁВКИН. 206
ИТ-МДТ, Москва, Зеленоград, Россия
Многофункциональная система «NANOFAV» как базовый комплекс для проведения прецизионных исследовательских и технологических операций.
- Пт 57 Р.В.ГАЙНУТДИНОВ²), Г.Б.ХОМУТОВ¹), С.П.ГУБИН³), Н.А.КАТАЕВА³), В.В.КИСЛОВ⁴), В.В.КЛЕЧКОВСКАЯ²), А.Н.СЕРГЕЕВ-ЧЕРЕНКОВ¹), И.В.ТАРАНОВ⁴), А.Л.ТОЛСТИХИНА²), Д.И.ЧЕРНИЧКО¹). 208
1)Физический факультет МГУ, 2)Институт кристаллографии РАН, 3)Институт общей и неорганической химии РАН, 4)Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия
Новые планарные неорганические, полимерные и композитные наноструктуры.
- Пт 58 А.Н.КИСЕЛЕВ*, Н.Д.ЛАТЬШЕВА**, Г.А.МАКСИМОВ*, В.А.ПЕРЕВОЩИКОВ*, В.Д.СКУПОВ**, Д.О.ФИЛАТОВ* 208
*Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, ** ФГУП «НИИ измерительных систем им. Ю.Е. Седакова», Н.Новгород, Россия.
Влияние низкоэнергетического протонирования на микроморфологию поверхности пленок диоксида циркония.

- Пт 59 Ю.К.ВЕРЁВКИН¹, Э.Я.ДАУМЕ¹, В.Н.ПЕТРЯКОВ¹, Ю.Ю.ГУЩИНА², С.В.ТИХОВ². 210
1 - Институт прикладной физики РАН, 2 - Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия
Лазерное стимулирование самоорганизации периодических нанометровых островков на поверхности монокристаллов кремния и арсенида галлия.
- Пт 60 В.М.КОРНИЛОВ¹, А.Н.ЛАЧИНОВ¹, Б.А.ЛОГИНОВ². 212
¹Институт физики молекул и кристаллов Уфимского научного центра РАН, Уфа, Россия. ²Научно-исследовательский институт нанотехнологии Московского государственного института электронной техники, Москва, Россия.
Особенности формирования наноструктур при СТМ-исследовании поверхности кремния.
- Пт 61 А.В.КИРСАНОВ, А.Ю.МАЛЫШЕВ, А.Н.СТЕПАНОВ, А.И.КОРЫТИН, 214
Н.Г.БРОННИКОВА, Н.М.БИТЮРИН.
Институт прикладной физики РАН, Н.Новгород, Россия.
Образование наноструктур под иглой АСМ при воздействии на второй гармонике Ti:Sa фемтосекундного лазера.
- Пт 62 А.В.НЕЖДАНОВ, А.И.МАШИН, А.Г.РАЗУВАЕВ, А.В.ЕРШОВ, С.К.ИГНАТОВ. 216
Нижегородский государственный университет и. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия
Кремниевые нанопроволоки. Структура и свойства.
- Пт 63 В.П.ДОРОФЕЕВ, Е.А.СОСНОВ, А.А.МАЛЫГИН. 218
Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет), С.-Петербург, Россия.
Исследование методами СЗМ и эллипсометрии начальных стадий формирования титан- и оловооксидных нанопленок на Si/SiO₂.
- Пт 64 В.И.ЕМЕЛЬЯНОВ¹, В.В.СТАРКОВ². 220
¹Физический факультет Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия. ²Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Моск. обл., Черноголовка, Россия.
Нелинейная динамика самоорганизации гексагональных ансамблей пор при анодном травлении металлов и полупроводников.
- Пт 65 В.Д.ФРОЛОВ, С.М.ПИМЕНОВ, Е.В.ЗАВЕДЕЕВ, В.И.КОНОВ. 222
Центр естественно-научных исследований Института общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия
Наноструктуры на поверхности алмазоподобных пленок a-C:H: особенности формирования в СЗМ и физические свойства.
- Пт 66 Н.Г.ЦИРКУНОВА¹, В.Е.БОРИСЕНКО¹, Г.ФУКС². 224
¹Белорусский Государственный Университет Информатики и Радиоэлектроники, Минск, Беларусь. ²Институт Физики и Центр Нанотехнологий («CeNTech»), Мюнстер, Германия
Зарядовый эффект при локальном анодировании кремния под сканирующим зондом.
- Пт 67 М.В.ШАЛЕЕВ¹, Н.В.ВОСТОКОВ¹, Ю.Н.ДРОЗДОВ¹, З.Ф.КРАСИЛЬНИК¹, 226
О.А.КУЗНЕЦОВ², Д.Н.ЛОБАНОВ¹, А.В.НОВИКОВ¹.
¹Институт физики микроструктур РАН, ²Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н.Новгород, Россия.
Ge(Si) самоформирующиеся островки на релаксированных Si_{1-x}Ge_x буферных слоях.
- Пт 68 А.А.ШМИДТ¹, Ф.ЦИМАЛЛА², Т.ШТАУДЕН², О.АМБАХЕР², Ю.В.ТРУШИН³, 228
Й.ПЕЦОЛЬДТ².
¹Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, С.-Петербург, Россия. ²Центр микро- и нанотехнологии технического университета г. Ильменау, Германия. ³Физико-Технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.Петербург, Россия.
Формирование упорядоченных массивов нанокластеров SiC на Si: эксперимент и компьютерное моделирование.
- Пт 69 М.Я.ВАЛАХ¹, В.Н.ДЖАГАН¹, З.Ф.КРАСИЛЬНИК², О.С.ЛИТВИН¹, Д.Н.ЛОБАНОВ², 230
А.В.НОВИКОВ², В.А.ЮХИМЧУК¹.
¹Институт физики полупроводников им. В.С.Лашкарёва НАН Украины, Киев, Украина. ²Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.
Особенности роста самоиндуцированных SiGe nanoостровков на SiGe буфере.

РЕНТГЕНОВСКАЯ ОПТИКА – 1

- Сб 1** В.В.АНТИПОВ¹, Д.В.ИРЖАК², С.А.ЩЕТИНКИН³, Д.В.РОЩУПКИН². 261
¹Московский институт стали и сплавов, Москва, Россия. ²Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Моск. обл., Россия. РНЦ Курчатовский институт, Москва, Россия.
Исследование границ в регулярных доменных структурах, сформированных послеростовым методом в сегнетоэлектрическом кристалле LiNbO₃.
- Сб 2** А.КУЮМЧЯН¹, В.КОН², И.СНИГИРЕВА³, А.СНИГИРЕВ³, А.ИСОЯН¹, С.КУЗНЕЦОВ¹, В.АРИСТОВ¹, Е.ШУЛАКОВ¹. 263
¹Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Моск. обл., Россия. ²РНЦ «Курчатовский Институт», Москва, Россия. ³ESRF, Grenoble, France.
Исследования рентгенооптических свойств системы на основе двух зонных пластинок.
- Сб 3** Д.В.ЛЕВОНЯН¹, В.Р.КОЧАРЯН², Г.К.ХАЧАТУРЯН². 265
¹Ереванский государственный университет, ²Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван, Армения.
Рентгенодифракционное изображение поверхностной акустической волны в скользящей геометрии Брэгга-Лауэ.
- Сб 4** А.Н.АРТЕМЬЕВ¹, А.А.СНИГИРЕВ², В.Г.КОН¹, И.И.СНИГИРЕВА², Н.А.АРТЕМЬЕВ^{1,3}, М.В.ГРИГОРЬЕВ⁴, С.С.ПЕРЕДКОВ⁵, Л.С.ГЛИКИН⁶, М.В.ЛЕВТОНОВ⁶, В.В.КВАРДАКОВ¹, А.В.ЗАБЕЛИН¹, А.Г.МАЕВСКИЙ¹. 267
¹ФГУ РНЦ «Курчатовский Институт», Москва, Россия. ²European Synchrotron Radiation Facility, Grenoble, France. ³Laboratoire d'Optique Appliquee, ENSTA, Ecole Polytechnique, Palaiseau, France. ⁴Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка, Россия. ⁵MAXLAB, Lund University, Lund, Sweden. ⁶НПО «Мехатрон», Зеленоград, Россия.
Планарные параболические рентгеновские преломляющие линзы из стеклографита.
- Сб 5** Н.В.КОВАЛЕНКО¹, С.В.МЫТНИЧЕНКО², В.А.ЧЕРНОВ¹. 269
¹Институт ядерной физики СО РАН, ²Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН, Новосибирск, Россия.
Адиабатический инвариант Рэлея в когерентной рентгеновской дифракции и оптике.
- Сб 6** С.В.НЕКИПЕЛОВ¹, А.С.ВИНОГРАДОВ², В.Н.СИВКОВ¹, Д.В.СИВКОВ¹. 271
¹Сыктывкарский государственный университет, Сыктывкар, Россия. ²Институт физики Санкт-Петербургского государственного университета, С.-Петербург, Россия.
Сечения поглощения пленок 3d –переходных металлов в интервале энергий 250 - 1400 эВ.
- Сб 7** А.Е.ГРИЩЕНКО¹, А.П.ПЕТРАКОВ², В.К.ТУРКОВ², Д.РОЙЗАРД³. 273
¹Санкт-Петербургский государственный университет, С.-Петербург, Россия. ²Сыктывкарский государственный университет, Сыктывкар, Россия. ³Groupe ENSIC, Nancy, France.
Рассеяние рентгеновских лучей блок-сополимерами.
- Сб 8** В.И.ПУНЕГОВ^{1,2}, А.В.КАРПОВ², С.И.КОЛОСОВ². 275
¹Отдел математики КНЦ УрО РАН, ²Сыктывкарский Государственный университет, Сыктывкар, Россия.
Вычислительная диагностика многослойных дифракционных решеток: влияние формы штриха на угловое распределение отраженной интенсивности.
- Сб 9** С.И.КОЛОСОВ¹, В.И.ПУНЕГОВ^{1,2}. 277
¹Сыктывкарский Государственный университет, ²Отдел математики КНЦ УрО РАН, Сыктывкар, Россия.
Методы расчета латерально ограниченных многослойных рентгеновских зеркал.
- Сб 10** В.А.БУШУЕВ. 279
Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия.
Дифракция фемтосекундных импульсов излучения рентгеновского лазера на свободных электронах.
- Сб 11** В.Г.СЕМЕНОВ, В.В.ПАНЧУК. 281
Санкт-Петербургский государственный университет, С.-Петербург, Россия.
Планарные волноводы с отражающими слоями для рентгеновской и гамма оптики.

- C6 12 М.А.АНДРЕЕВА, А.Г.СМЕХОВА. 282
МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия.
Анализ спектров резонансного магнитного рассеяния рентгеновских лучей от магнитных многослойных структур.
- C6 13 И.А.СМИРНОВА¹, Э.В.СУВОРОВ¹, Е.В.ШУЛАКОВ², М.С.МАРТИРОСЯН². 284
1)Институт физики твердого тела РАН, 2)Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка, Моск. обл., Россия.
Роль поглощения в формировании дифракционного изображения краевой дислокации расположенной в плоскости рассеяния.
- C6 14 Э.В.СУВОРОВ¹, И.А.СМИРНОВА¹, Е.В.ШУЛАКОВ². 286
¹Институт физики твердого тела РАН, ²Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка, Московская обл., Россия
Особенности дифракционного изображения краевых дислокаций для двух ориентаций вектора Бюргера (*b*) относительно вектора дифракции (*H*) – $H \parallel b$ и $H \perp b$.
- C6 15 Ю.А.УСПЕНСКИЙ¹, Н.Л.ПОПОВ¹, И.А.АРТЮКОВ¹, А.В.ВИНОГРАДОВ¹, J.SEELY², В.КJORN RATTANAWANICH, D.WINDT⁴. 288
¹Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия. ²Naval Research Laboratory, Space Science Division, Washington, USA. ³Universities Space Research Association, Upton, USA. ⁴Columbia University, Astrophysics Laboratory, West, USA.
Определение рентгенооптических констант химически активных элементов вблизи краёв поглощения.
- C6 16 J.-M.ANDRE¹, P.JONNARD¹, E.O.FILATOVA², C.BONNELLE¹, C.MICHAELSEN³, J.WIESMANN³. 290
¹Lab. de Chimie Physique-Matiere et Rayonnement, Universite Pierre et Marie Curie, Paris, France. ²Institute of Physics, St Petersburg University, St Petersburg, Russia. ³Incoatec GmbH, Geestacht, Germany.
X-ray Raman scattering with Bragg diffraction in a La-based superlattice.
- C6 17 E.O.FILATOVA¹, P.JONNARD², J.-M.ANDRE², A.SOKOLOV¹, O.DERGUNOVA¹. 292
¹Institute of Physics, St Petersburg University, St Petersburg, Russia. ²Lab. de Chimie Physique-Matiere et Rayonnement, Universite Pierre et Marie Curie, Paris, France
X-ray reflection spectroscopy of the HfO₂/SiO₂/Si and Al₂O₃/SiO₂/Si systems in the region of the O-K absorption edge.
- C6 18 М.ЧУКАЛИНА^{1,2}, А.БУЗМАКОВ², Р.СЕНИН², В.АСАДЧИКОВ². 294
¹Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, Россия. ²Институт кристаллографии имени А.В.Шубникова РАН, Москва, Россия.
Рентгеновская томография: факторы, влияющие на результат реконструкции.
- C6 19 Е.В.ШУЛАКОВ. 296
Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, Моск. обл., Россия.
Роль поглощения в эффекте Бормана.
- C6 20 Б.Г.ГОЛЬДЕНБЕРГ, В.Ф.ПИНДЮРИН, В.В.ЛЯХ, Л.А.МЕЗЕНЦЕВА, О.Н.БОБРОВНИКОВА, В.С.ЕЛИСЕЕВ, Е.В.ПЕТРОВА. 298
Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск
Изготовление концентрических зонных пластин методом динамической рентгенолитографии.
- C6 21 М.Б.АГРАНАТ*, Н.Е.АНДРЕЕВ*, С.И.АШИТКОВ*, А.В.ОВЧИННИКОВ*, Д.С.СИТНИКОВ*, В.Е.ФОРТОВ*, А.П.ШЕВЕЛЬКО** . 300
**Институт теплофизики экстремальных состояний Объединенного института высоких температур РАН, **Физический институт им. П.Н.Лебедева, Москва, Россия.*
Генерация рентгеновского характеристического излучения с помощью тераваттного фемтосекундного хром-форстерит лазера.
- C6 22 И.Г.ЗАБРОДИН¹, Б.А.ЗАКАЛОВ¹, С.Ю.ЗУЕВ¹, И.А.КАСЬКОВ¹, Е.Б.КЛЮЕНКОВ¹, А.Я.ЛОПАТИН¹, Н.Н.САЛАЩЕНКО¹, Л.А.СУСЛОВ¹, А.Е.ПЕСТОВ¹, Н.И.ЧХАЛО¹, Л.А.ШМАЕНОК². 302
¹Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. ²Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, С.-Петербург, Россия.
Абсолютно калиброванный измеритель EUV мощности для аттестации и оптимизации источников излучения на 13,5 нм.

- С6 23** А.Ю.АНДРЕЕВ, Ю.Л.РЯБОШТАН, А.А.МАРМАЛЮК. 304
 ООО «Сигм Плюс», Москва, Россия.
Улучшение фотолюминесцентных характеристик квантовых ям GaInP/AlGaInP, полученных методом МОС-гидридной эпитаксии.
- С6 24** Т.Ю.БАГАЕВА¹, В.В.ПОПОВ¹, N.J.M.HORING², Т.В.ПАХОМОВА¹. 306
¹Институт радиотехники и электроники РАН (Саратовское отделение), Саратов, Россия.
²Department of Physics and Engineering Physics, Stevens Institute of Technology, NJ, Hoboken, USA.
Возбуждение неоднородных радиационных поляритонов в двумерных экситонных системах импульсом света.
- С6 25** N.V.BAIDUS^{1,2}, А.ШАНБУН^{2,3}, M.V.DOROKHIN¹, M.I.VASILEVSKIY², P.B.DEMINA¹, M.J.M.GOMES², E.A.USKOVA¹, B.N.ZVONKOV¹. 308
¹Physico-Technical Research Institute, Nizhniy Novgorod State University, Nizhniy Novgorod, Russia. ²Centro de Fisica, Universidade do Minho, Braga, Portugal. ³LPS, Dhar Mehrz Science Faculty, Fes, Morocco
Factors influencing thermal quenching of the emission from InAs/GaAs quantum dot heterostructures.
- С6 26** М.Ю.БАРАБАНЕНКОВ, В.В.СТАРКОВ, Л.Г.ШАБЕЛЬНИКОВ. 310
 Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Моск. обл., Черноголовка, Россия.
Двумерные hollow-pip фотонные кристаллы.
- С6 27** В.А.БЕЛЯКОВ, В.А.БУРДОВ. 312
 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н.Новгород, Россия.
Иерархия излучательных переходов в кремниевых квантовых точках.
- С6 28** А.М.ГИЛИНСКИЙ, Е.Н.ВАНДЫШЕВ, А.В.ЦАРЕВ, К.С.ЖУРАВЛЕВ 314
 Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия.
Влияние электрического поля на фотолюминесценцию кремниевых нанокристаллов.
- С6 29** А.П.ГОРШКОВ, И.А.КАРПОВИЧ, А.В.КУДРИН. 316
 Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия.
Исследование эффекта штарка в гетеронаноструктурах с квантовыми точками и ямами In(Ga)As/GaAs методом фотоэлектрической спектроскопии.
- С6 30** Е.А.УСКОВА², М.В.ДОРОХИН^{1,2}, П.Б.ДЕМИНА^{1,2}, Б.Н.ЗВОНКОВ², Е.И.МАЛЬШЕВА^{1,2}, Ф.З.ГИЛЬМУТДИНОВ³, Е.А.ПИТИРИМОВА¹. 318
¹Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, ²Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н.Новгород, Россия. ³ФТИ УрО РАН, Ижевск, Россия
Электролюминесценция квантово-размерных гетероструктур с барьером Шоттки Ni(Co, Fe)/GaAs/InAs/GaAs.
- С6 31** Ю.Н.ДРОЗДОВ, В.М.ДАНИЛЬЦЕВ, Л.Д.МОЛДАВСКАЯ, А.В.НОВИКОВ, В.И.ШАШКИН. 320
 Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.
Моделирование упругой деформации квантовых точек и анализ деформационных эффектов в их оптических свойствах.
- С6 32** Д.В.ГУСЕЙНОВ, М.Ю.ЛЕБЕДЕВ, С.В.МОРОЗОВ*, А.А.ЕЖЕВСКИЙ. 322
 Нижегородский Государственный Университет им. Н.И.Лобачевского, * Институт Физики Микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.
Спектры фотолюминесценции в кремнии после ионной бомбардировки и механической шлифовки поверхности.
- С6 33** А.В.ЕРШОВ¹, Д.И.ТЕТЕЛЬБАУМ¹, А.И.МАШИН¹, А.Н.МИХАЙЛОВ¹, А.И.БЕЛОВ¹, Д.М.ГАПОНОВА². 324
¹Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ имени Н.И.Лобачевского, ²Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.
Люминесцентные свойства наноструктур Al₂O₃-Si, полученных методами электроннолучевого осаждения и ионной имплантации с последующим отжигом.

- С6 34** В.Г.МАНСУРОВ, Д.Д.РИ, А.Ю.НИКИТИН, А.К.ГУТАКОВСКИЙ, К.С.ЖУРАВЛЕВ, *Р.ТРОНС. 326
*Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия.. *Laboratoire d'Optique Physique, Ecole Supérieure de Physique et Chimie Industrielles, Paris, France.*
Получение и люминесцентные свойства квантовых точек GaN в матрице AlN.
- С6 35** М.С.КАГАН¹, И.В.АЛТУХОВ¹, С.К.ПАПРОЦКИЙ¹, В.П.СЕНИС¹, И.Н.ЯССИЕВИЧ², ДЖ.КОЛОДЗЕЙ³. 328
¹Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия. ²Физико-технический институт РАН, С.Петербург, Россия. ³Университет штата Делавер, Ньюарк, США
Переходные характеристики структур SiGe/Si в режиме генерации стимулированного ТГц излучения.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ НАНОМАТЕРИАЛЫ

- С6 36** А.И.НИКИФОРОВ¹, В.В.УЛЬЯНОВ¹, О.П.ПЧЕЛЯКОВ¹, С.А.ТИЙС¹, А.К.ГУТАКОВСКИЙ¹, А.FONSECA², J.P.LEITGO², N.A.SOBOLEV². 330
 1) ИФП СО РАН, Новосибирск, Россия. 2) Departamento de Física, Universidade de Aveiro, Aveiro, Portugal.
Влияние толщины окисла Si на свойства наностроек Ge.
- С6 37** Г.А.МАКСИМОВ, Д.Е.НИКОЛИЧЕВ, Д.О.ФИЛАТОВ, А.В.НОВИКОВ¹. 332
 Нижегородский госуниверситет им. Н.И.Лобачевского, ¹Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Элементный анализ нанокластеров GeSi методом растровой Оже-микроскопии.
- С6 38** H.P.D.SCHENK, R.CZERNECKI, K. KROWICKI, G.TARGOWSKI, P.WIŚNIEWSKI, S.GRZANKA, M.KRYSKO, *P.PERLIN, *M.LESZCZYNSKI, *T.SUSKI. 334
 High Pressure Research Center "Unipress", Warsaw, Poland. *TopGaN Ltd., Warsaw, Poland.
Growth of GaN/Al_xGa_{1-x}N-based Bragg reflectors on sapphire and bulk GaN substrates by metalorganic chemical vapor deposition: Towards group III-nitride microcavities.
- С6 39** Ю.Г.АРАПОВ¹, С.В.ГУДИНА¹, В.Н.НЕВЕРОВ^{1,2}, Г.И.ХАРУС¹, Н.Г.ШЕЛУШИНИНА¹, М.В.ЯКУНИН¹, С.М.ПОДГОРНЫХ¹, Б.Н.ЗВОНКОВ³, Е.А.УСКОВА³. 336
¹Институт физики металлов УрО РАН, ²Уральский госуниверситет, Екатеринбург, Россия. ³НИФТИ ННГУ, Н.Новгород, Россия.
Квантовые поправки к продольной и холловской проводимости 2D-электронного газа в двойных квантовых ямах GaAs/n-InGaAs/GaAs в области перехода от диффузионного к баллистическому режиму.
- С6 40** В.Я.АЛЕШКИН, Л.В.ГАВРИЛЕНКО, А.А.ДУБИНОВ. 338
 Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
Электронный транспорт в гетероструктурах с квантовыми ямами, легированных мелкими донорами.
- С6 41** А.В.АНТОНОВ¹, Л.В.ГАВРИЛЕНКО¹, Ю.Н.ДРОЗДОВ¹, А.А.ДУБИНОВ¹, Б.Н.ЗВОНКОВ². 340
¹Институт физики микроструктур РАН, ²НИФТИ Нижегородского государственного университета, Нижний Новгород, Россия.
Исследование слоев GaAs на релаксированном буфере InGaAs методом комбинационного рассеяния.
- С6 42** М.И.ГАРЕЕВ, В.Я.ДЕМИХОВСКИЙ. 342
 Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия.
Правила отбора для переходов между магнитными подзонами в сильном магнитном поле.
- С6 43** А.В.ГЕРМАНЕНКО¹, О.Э.РУТ¹, В.А.ЛАРИОНОВА¹, Г.М.МИНЬКОВ^{1,2}, А.А.ШЕРСТОБИТОВ^{1,2}, Б.Н.ЗВОНКОВ³. 344
¹НИИ ФПМ Уральского государственного университета им. А.М.Горького, ²Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия. ³Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия.
Антилокализация и спин-орбитальное взаимодействие в напряженных квантовых ямах InAs/InGaAs/GaAs p-типа.

- С6 44** Е.С.ДЕМИДОВ, В.В.КАРЗАНОВ, Н.Е.ДЕМИДОВА, И.С.БЕЛОРУНОВА, О.Н.ГОРШКОВ, М.О.МАРЫЧЕВ. 346
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н. Новгород, Россия.
- С6 45** В.Я.АЛЕШКИН, А.А.АФОНЕНКО*, А.А.ДУБИНОВ. 348
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. Белорусский государственный университет, Минск, Белоруссия.
- С6 46** В.Г.ДУБРОВСКИЙ^{1,2}, Г.Э.ЦЫРЛИН¹⁻⁴, Ю.Г.МУСИХИН¹, А.А.ТОНКИХ^{1,3,4}, Ю.Б.САМСОНЕНКО^{1,3}, Н.К.ПОЛЯКОВ^{1,3}, В.М.УСТИНОВ^{1,2}, P.WERNER⁴. 350
¹Физико-Технический Институт им. А.Ф.Иоффе РАН, ²Научно-образовательный комплекс «Санкт-Петербургский физико-технический научно образовательный центр РАН», ³Институт Аналитического приборостроения РАН, С.-Петербург, Россия. ⁴Max-Planck Institut für Mikrostrukturphysik, Halle, Germany.
- С6 47** П.Б.ДЕМИНА^{1,2}, Е.И.МАЛЫШЕВА^{1,2}, М.В.ДОРОХИН^{1,2}, Б.Н.ЗВОНКОВ², Н.В.БАЙДУСЬ², Е.А.УСКОВА². 352
¹ННГУ им. Н.И.Лобачевского, ²Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н.Новгород, Россия
- С6 48** В.И.ЗУБКОВ¹, О.В.КУЧЕРОВА¹, А.В.СОЛОМОНОВ¹, Е.О.ЦВЕЛЕВ¹, F.BUGGE². 354
¹Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», С.-Петербург, Россия. ²Ferdinand-Braun-Institute fuer Hoehstfrequenztechnik, Berlin, Germany.
- С6 49** В.И.ЗУБКОВ. 356
Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», С.-Петербург, Россия.
- С6 50** V.V.KOROTUYEV, V.A.KOCHELAP, A.A.KLIMOV. 358
Department of Theoretical Physics, Institute of Semiconductor Physics, Kiev, Ukraine
- С6 51** Ю.Ю.РОМАНОВА, Ю.А.РОМАНОВ. 360
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
- С6 52** В.А.САБЛИКОВ, В.И.БОРИСОВ, А.И.ЧМИЛЬ. 362
ИРЭ РАН, Фрязино, Моск. обл., Россия.
- С6 53** Т.В.ТЕПЕРИК¹, В.В.ПОПОВ¹, F.J.GARCÍA DE ABAJO². 364
¹Саратовское отделение Института радиотехники и электроники РАН, Саратов, Россия. ²Centro Mixto CSIC-UPV/EHU and Donostia International Physics Center, San Sebastian, Spain.
- С6 54** D.V.KHOMITSKY¹, J.RAMMER², A.L.SHELANKOV², J.WABNIG². 366
¹Nizhny Novgorod State University, Nizhny Novgorod, Russia. ²Department of Physics, Umea University, Umea, Sweden
- С6 55** И.Н.ЯССИЕВИЧ, А.А.ПРОКОФЬЕВ. 368
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия
- Теория механизмов девозбуждения ионов эрбия в кремнии.**

- Сб 56 О.Н.ГОРШКОВ, С.Ю.ЗУБКОВ, Г.А.МАКСИМОВ, В.А.НОВИКОВ, Д.О.ФИЛАТОВ. 370
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия
Самоорганизованные массивы полевых эмиттеров на основе оксида Pd.
- СВЕРХПРОВОДНИКИ, ГИБРИДНЫЕ СИСТЕМЫ
 ФЕРРОМАГНЕТИК-СВЕРХПРОВОДНИК
- Сб 57 Р.М.АЙНБИНДЕР, Г.М.МАКСИМОВА. 372
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия.
Критическое состояние двусвязного сверхпроводящего тонкопленочного контура.
- Сб 58 Д.Ю.ВОДОЛАЗОВ. 373
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.
S-образные вольт-амперные характеристики квазиодномерных сверхпроводников.
- Сб 59 И.В.БОРИСЕНКО¹, Ю.В.КИСЛИНСКИЙ¹, Ф.В.КОМИССИНСКИЙ¹, К.И.КОНСТАНТИНЯН¹, 373
 Г.А.ОВСЯННИКОВ¹, Т.Ю.КАРМИНСКАЯ², В.К.КОРНЕВ², И.И.СОЛОВЬЕВ².
¹Институт радиотехники и электроники РАН, ²Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия.
Гибридные гетероструктуры Nb/Au/YBaCuO из металлоксидных сверхпроводников.
- Сб 60 Н.В.КЛЁНОВ, В.К.КОРНЕВ. 375
МГУ им. Ломоносова, Москва, Россия.
Фазовый кубит на основе двухконтактного сквида с несинусоидальной ток-фазовой характеристикой джозефсоновских переходов.
- Сб 61 Л.С.МАЗОВ. 377
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
ВТСП как планарная, гибридная СП/М субнаноструктура.
- Сб 62 И.Л.МАКСИМОВ, А.А.ЕЛИСТРАТОВ, J.R.CLEM*. 379
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия.
 *Ames Laboratory and Department of Physics and Astronomy, Ames, Iowa, USA
Критический ток сверхпроводящих тонкопленочных мостиков: конкуренция объемного пиннинга и краевого барьера.
- Сб 63 М.Ю.МИХАЙЛОВ¹, О.И.ЮЗЕФОВИЧ¹, Н.Я.ФОГЕЛЬ², Ю.В.БОМЗЕ^{1,2}, Е.И.БУХШТАБ², 381
 А.Ю.АЛАДЫШКИН³, Е.Е.ПЕСТОВ³, Ю.Н.НОЗДРИН³, А.Ю.СИПАТОВ⁴, В.В.ВОЛОБУЕВ⁴.
¹Физико-технический институт низких температур им. Б.И.Веркина, Харьков, Украина.
²Solid State Institute, Technion, Haifa, Israel. ³Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. ⁴Национальный технический университет ХПИ, Харьков, Украина.
Сверхпроводимость межфазной границы двухслойных гетероструктур на основе полупроводниковых монохалькогенидов.
- Сб 64 А.В.ГОРДЕЕВА, А.Л.ПАНКРАТОВ. 383
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.
Подавление шумов в устройствах быстрой однокубитной логики.
- Сб 65 М.С.КОНОНЧУК, Р.В.ПАРФЕНЬЕВ, С.Г.РОМАНОВ, А.В.ФОКИН, А.В.ЧЕРНЯЕВ, Д.В.ШАМШУР 385
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия
Нанокompозитный материал на основе твердого раствора SnTe:In в матрице опала.
- Сб 66 С.Н.ВДОВИЧЕВ, Б.А.ГРИБКОВ, С.А.ГУСЕВ, А.Ю.КЛИМОВ, Ю.Н.НОЗДРИН, 387
 В.В.РОГОВ, А.А.ФРАЕРМАН.
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.
Диодный эффект и увеличение критического тока в наноструктурированных гибридных F-S структурах.
- Сб 67 А.В.САМОХВАЛОВ. 389
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Резонансные моды короткого джозефсоновского контакта в поле магнитных частиц.
- Сб 68 С.Н.ВДОВИЧЕВ, Б.А.ГРИБКОВ, С.А.ГУСЕВ, Е.ИЛЬИЧЕВ*, Ю.Н.НОЗДРИН, 391
 Г.Л.ПАХОМОВ, А.В.САМОХВАЛОВ, Р.ШТОЛЬТЦ*, А.А.ФРАЕРМАН.
*Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. * Institute for Physical High Technology, Jena, Germany.*
Эффекты соизмеримости в джозефсоновском контакте в поле массива магнитных частиц.

- Сб 69** М.А.СИЛАЕВ. 393
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.
Структура вихревой решетки в гибридной S/F системе с периодической доменной структурой.
- Сб 70** А.А.FRAERMAN, I.R.KARETNIKOVA, I.M.NEFEDOV, I.A.SHERESHEVSKIИ, 395
 М.А.SILAEV.
Institute for Physics of Microstructures RAS, Nizhny Novgorod, Russia.
Magnetization reversal of ferromagnetic nanodisk placed above a superconductor.

28 марта, понедельник – 3 стендовая сессия

НАНОФОТОНИКА – 2

- Пн 1** В.Я.АЛЕШКИН, А.В.АНТОНОВ, В.И.ГАВРИЛЕНКО, И.В.ЕРОФЕЕВА, 397
 А.В.ИКОННИКОВ, Д.В.КОЗЛОВ, О.А.КУЗНЕЦОВ†, К.Е.СПИРИН
Институт физики микроструктур РАН, †Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н.Новгород, Россия.
Примесное поглощение гетероструктур Ge/GeSi с квантовыми ямами в квантующих магнитных полях.
- Пн 2** С.К.ЛАЗАРУК¹, А.В.МУДРЫЙ², А.А.ЛЕШОК¹, Д.Н.УНУЧЕК¹, В.А.ЛАБУНОВ¹. 399
¹Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
²Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси, Минск, Беларусь
Электролюминесценция на длине волны 1,53 мкм в структурах на основе наноразмерного кремния, легированного эрбием.
- Пн 3** Н.В.ВОСТОКОВ, Ю.Н.ДРОЗДОВ, З.Ф.КРАСИЛЬНИК, Д.Н.ЛОБАНОВ, А.В.НОВИКОВ, 401
 А.Н.ЯБЛОНСКИЙ.
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.
Особенности фотолюминесценции Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся островков, выращенных на напряженном Si1-xGex слое.
- Пн 4** В.М.ДАНИЛЬЦЕВ, М.Н.ДРОЗДОВ, В.Р.ЗАКАМОВ, Л.Д.МОЛДАВСКАЯ, Д.А.ПРЯХИН, 403
 В.И.ШАШКИН, О.И.ХРЫКИН.
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.
Температурная зависимость фотолюминесценции и ИК фотопроводимость гетероструктур InGaAs/GaAs с квантовыми точками.
- Пн 5** А.В.МУРЕЛЬ, В.М.ДАНИЛЬЦЕВ, М.Н.ДРОЗДОВ, Б.Н.ЗВОНКОВ¹, Д.ПРЯХИН, 405
 В.И.ШАШКИН.
Институт физики микроструктур РАН, ¹Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н.Новгород, Россия.
Исследование электролюминесцентных диодов на основе гетероструктур с квантовыми точками InAs.
- Пн 6** С.В.ОБОЛЕНСКИЙ¹, В.Б.ШМАГИН², В.П.КУЗНЕЦОВ³, В.Н.ШАБАНОВ³, В.А.КОЗЛОВ², 407
Д.Ю.РЕМИЗОВ², З.Ф.КРАСИЛЬНИК².
¹Нижегородский госуниверситет им. Н.И.Лобачевского, ²Институт физики микроструктур РАН, ³Научно-исследовательский физико-технический институт, Н.Новгород, Россия.
Численное моделирование ударного возбуждения ионов эрбия горячими носителями в режиме электрического пробоя диодной светоизлучающей структуры Si:Er/Si.
- Пн 7** В.В.ПОПОВ¹, О.В.ПОЛИЩУК¹, М.С.SHUR². 409
¹Саратовское отделение Института радиотехники и электроники РАН, Саратов, Россия.
²Department of Electrical, Computer, and System Engineering and RPI/IBM Center for Broadband Data Transfer, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, New York, USA.
Взаимодействие подзатворных и приконтактных плазмонов и генерация терагерцового излучения в полевом транзисторе с субдециметровым затвором.
- Пн 8** А.М.ЕМЕЛЬЯНОВ¹, Н.А.СОБОЛЕВ¹, Т.М.МЕЛЬНИКОВА², Н.В.АБРОСИМОВ³. 411
¹Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия. ²НПО "Орион", Москва, Россия. ³Institute for Crystal Growth, Berlin, Germany.
Анализ спектров электролюминесценции SiGe – светодиода в области межзонных переходов.

- Пн 9** И.П.СОШНИКОВ^{1,2}, Н.Н.ЛЕДЕНЦОВ¹, О.М.ГОРБЕНКО², А.В.НОВИКОВ³, М.ШАЛЕЕВ³, 3.Ф.КРАСИЛЬНИК³, D.LITVINOV⁴, D.GERTHSEN⁴. 413
¹Физико-Технический Институт им.А.Ф.Иоффе РАН, ²Институт Аналитического Приборостроения РАН, С.-Петербург, Россия. ³Институт Физики Микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. ⁴Technical University of Karlsruhe, Karlsruhe, Germany
Исследование структурных и оптических свойств гетероструктур с субмонослойными вставками Ge в матрице Si, выращенных МПЭ.
- Пн 10** И.П.СОШНИКОВ^{1,2,3}, Г.Е.ЦЫРЛИН^{1,2,3}, А.А.ТОНКИХ^{2,3}, Ю.Б.САМСОНЕНКО^{1,2,3}, В.Г.ДУБРОВСКИЙ^{1,2,3}, В.М.УСТИНОВ^{1,2,3}, О.М.ГОРБЕНКО³, D.LITVINOV⁴, D.GERTHSEN⁴. 415
¹Научно-образовательный комплекс «Санкт-Петербургский Физико-Технический Научно-образовательный Центр РАН», ²Физико-Технический Институт им. А.Ф.Иоффе РАН, ³Институт Аналитического Приборостроения РАН, С.-Петербург, Россия. ⁴Technical University of Karlsruhe Karlsruhe, Germany
Исследование атомной структуры нитевидных нанокристаллов GaAs и Al_{0,3}Ga_{0,7}As, выращенных МПЭ.
- Пн 11** Д.И.ТЕТЕЛЬБАУМ, О.Н.ГОРШКОВ, А.П.КАСАТКИН, В.А.КАМИН, В.А.НОВИКОВ, А.Н.МИХАЙЛОВ, А.И.БЕЛОВ. 417
Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия.
Влияние дефектообразования и формирования нанокристаллов на оптические и люминесцентные свойства пленок GeO₂ при ионной имплантации и отжиге.
- Пн 12** А.А.ТОНКИХ^{1,2,3}, Г.Э.ЦЫРЛИН^{1,2,3}, В.Г.ТАЛАЛАЕВ³, N.D.ZAKHAROV³, P.WERNER³. 419
¹Институт Аналитического приборостроения РАН, ²Физико-Технический Институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия. ³Max Planck Institute of Microstructure Physics, Halle, Germany.
Электролюминесценция от многослойных гетероструктур Ge/Si при комнатной температуре.
- Пн 13** О.А.ШАЛЫГИНА¹, Д.А.САПУН¹, Д.М.ЖИГУНОВ¹, С.А.ТЕТЕРУКОВ¹, В.Ю.ТИМОШЕНКО¹, П.К.КАШКАРОВ¹, М.ZACHARIAS². 421
¹Московский Государственный Университет им.М.В.Ломоносова, Москва, Россия. ²Max-Planck-Institute of Microstructure Physics, Halle, Germany
Люминесцентные свойства ансамблей кремниевых нанокристаллов при высоких уровнях оптического возбуждения.
- Пн 14** Т.С.ШАМИРЗАЕВ¹, Е.Н.ВАНДЫШЕВ¹, К.С.ЖУРАВЛЕВ¹, Е.А.РАДЖАБОВ². 423
¹Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия. ²Институт геохимии СО РАН, Иркутск, Россия.
Фотолюминесценции возбуждения нанокристаллов кремния в матрице SiO₂.
- Пн 15** О.А.ШЕГАЙ¹, З.Ф.КРАСИЛЬНИК², Д.Н.ЛОБАНОВ², А.И.НИКИФОРОВ¹, А.В.НОВИКОВ², В.В.УЛЬЯНОВ¹, Т.С.ШАМИРЗАЕВ¹. 425
¹Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия. ²Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Резонансная межзонная фотопроводимость в Si/Ge структурах с Ge квантовыми точками.
- Пн 16** О.А.ШЕГАЙ, А.Ю.БЕРЕЗОВСКИЙ, А.И.НИКИФОРОВ. 427
Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия.
Межзонная фотопроводимость Si/Ge структур с Ge квантовыми точками в магнитном поле.
- Пн 17** О.А.ШЕГАЙ, А.К.БАКАРОВ, А.К.КАЛАГИН, А.И.ТОРОПОВ. 429
Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия.
Резонансные особенности фотопроводимости в AlGaAs/InGaAs структурах с квантовыми точками.
- Пн 18** В.Я.АЛЕШКИН¹, А.В.АНТОНОВ¹, В.И.ГАВРИЛЕНКО¹, Л.В.ГАВРИЛЕНКО¹, Б.Н.ЗВОНКОВ². 431
¹Институт физики микроструктур РАН, ²НИФТИ Нижегородского государственного университета, Н.Новгород, Россия
Наблюдение резонанса Фано в спектре фототока в дельта-легированных донорами гетероструктурах GaAs/InGaAsP с квантовыми ямами.

- Пн 19** В.Я.АЛЕШКИН, В.И.ГАВРИЛЕНКО, А.В.ИКОННИКОВ, К.В.МАРЕМЬЯНИН, Ю.Г.САДОФЬЕВ†*, S.R.JONSON*, Y.-H.ZHANG*. 433
*Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. †Рязанская государственная радиотехническая академия, Рязань, Россия. *Department of Electrical Engineering and Center for Solid State Electronic Research, Arizona State University, Tempe, USA.*
Природа отрицательной остаточной фотопроводимости в гетероструктурах InAs/AlSb с квантовыми ямами.
- Пн 20** В.В.ПОПОВ¹, Т.В.ТЕПЕРИК¹, F.J. GARCÍA DE АВАХО², Д.В.ФАТЕЕВ¹. 435
¹Саратовское отделение Института радиотехники и электроники РАН, Саратов, Россия. ²Centro Mixto CSIC-UPV/EHU and Donostia International Physics Center, San Sebastian, Spain.
Фотонные зоны поглощения в спектрах нанопористых металлических пленок.
- Пн 21** Л.В.КРАСИЛЬНИКОВА, М.В.СТЕПИХОВА, А.А.ДУБИНОВ, З.Ф.КРАСИЛЬНИК. 437
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Волноводные структуры Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si для создания лазера на Si:Er : теоретический анализ.
- Пн 22** В.Г.ЛЫСЕНКО
Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черногловка, Моск.обл. Россия.
- Пн 23** Ю.А.МОРОЗОВ¹, И.С.НЕФЕДОВ¹, В.Я.АЛЕШКИН², М.Ю.МОРОЗОВ³. 439
¹Институт радиотехники и электроники РАН, Саратов, Россия. ²Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. ³Саратовский государственный университет, Саратов, Россия.
Параметрическая оптимизация брэгговских отражателей лазера с вертикальным резонатором и нелинейным преобразованием частоты.
- Пн 24** С.М.НЕКОРКИН. 441
Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н.Новгород, Россия.
Особенности генерации лазера с двумя типами квантовых ям в волноводном слое при одновременной импульсной и постоянной накачке.
- Пн 25** С.М.НЕКОРКИН^{1,4}, А.А.БИРЮКОВ^{1,4}, К.В.МАРЕМЬЯНИН², В.Я.АЛЕШКИН², С.В.МОРОЗОВ², Вл.В.КОЧАРОВСКИЙ³. 443
¹Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, ²Институт физики микроструктур РАН, ³Институт прикладной физики РАН, Н.Новгород, Россия. ⁴Department of Physics, Texas A&M University, USA.
Генерация суммарной гармоник в полупроводниковых лазерах InGaP/GaAs/InGaAs с составным резонатором.
- Пн 26** Е.Е.ОРЛОВА¹, Т.О.KLLAASSEN², J.N.HOVENIER², Е.Ф.ОРЛОВ³, А.М.БЕЛЯНЦЕВ¹, В.S.WILLIAMS⁴, S.KUMAR⁴, Н.CALLEBAUT⁴, Q.HU⁴, J.L.RENO⁴. 445
¹ИФМ РАН, Н.Новгород, Россия. ²Kavli institute of Nanosciences, TU Delft, Delft, The Netherlands. ³ННГУ, Н.Новгород Россия. ⁴MIT, Cambridge, Massachusetts, USA.
Микроантенны на базе терагерцового квантового каскадного лазера.
- ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ – 2
- Пн 27** А.Л.ТОЛСТИХИНА, Р.В.ГАЙНУТДИНОВ, Н.В.БЕЛУГИНА. 447
Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова РАН, Москва, Россия
Атомно-силовая микроскопия сегнетоэлектрических доменов в ТГС.
- Пн 28** А.Е.МУРАВЬЕВ, С.С.МИХАЙЛОВА. 449
Физико-технический институт УрО РАН, Ижевск, Россия
Исследование морфологии тонких силикатных пленок, легированных платиной.
- Пн 29** А.Н.БЕЛОВ, С.А.ГАВРИЛОВ, А.А.ТИХОМИРОВ, В.И.ШЕВЯКОВ. 450
Московский государственный институт электронной техники (ТУ), Зеленоград Моск. обл., Россия
АСМ диагностика структуры пористого анодного оксида алюминия.
- Пн 30** V.YA.SHUR¹, Е.І.ШИШКИН¹, І.S.BATURIN¹, А.Р.CHERNYKH¹, D.K.KUZNETSOV¹, А.І.ЛОВОВ¹, А.Г.ШУР¹, М.А.ДОЛБИЛОВ¹, S.KURIMURA², К.КІТАМУРА², К.GALLO³. 452
¹Ural Center for Shared Use “Scanning Probe Microscopy”, Ural State University, Ekaterinburg, Russia. ²National Institute for Materials Science, Ibaraki, Japan. ³Optoelectronics Research Center, University of Southampton, Southampton, UK.
High Resolution Investigation of the Domain Kinetics in Lithium Niobate and Lithium

- Tantalate Single Crystals.**
- Пн 31** V.YA.SHUR, I.S.BATURIN, E.A.MINGALIEV, E.I.SHISHKIN, P.V.SAMARIN. 454
Ural Center for Shared Use "Scanning Probe Microscopy", Ural State University, Ekaterinburg, Russia.
- Fast Kinetics of the Domain Structure in Lead Germanate Single Crystals.**
- Пн 32** V.YA.SHUR¹, E.V.NIKOLAEVA¹, E.I.SHISHKIN¹, D.V.PELEGOV¹, G.G.LOMAKIN¹, 455
O.V.YAKUTOVA¹, A.STERNBERG².
¹*Ural Center for Shared Use "Scanning Probe Microscopy", Ural State University, Ekaterinburg, Russia.* ²*Institute of Solid State Physics, University of Latvia, Riga, Latvia*
- Nanoscale Domain Structure in Relaxor Ferroelectrics: PLZT X/65/35 Ceramics.**
- Пн 33** V.YA.SHUR¹, E.I.SHISHKIN¹, E.V.NIKOLAEVA¹, D.K.KUZNETSOV¹, D.V.PELEGOV¹, 457
S.N.ZHU², Y.Y.ZHU², H.T.WANG², M.N.PALATNIKOV³, I.I.NAUMOVA⁴.
¹*Ural Center for Shared Use "Scanning Probe Microscopy", Ural State University, Ekaterinburg, Russia.* ²*National Laboratory of Solid State Microstructures, Nanjing University, Nanjing, China.* ³*Institute of Chemistry and Technology of Rare Elements and Mineral Raw Materials, Kola Centre RAS, Apatity, Russia.* ⁴*Physics Department, Moscow State University, Moscow, Russia.*
- Observation of As-grown Domain Structure in Doped Lithium Niobate Crystals.**
- Пн 34** V.YA.SHUR¹, E.I.SHISHKIN¹, E.V.NIKOLAEVA¹, L.M.ENG², L.L.GALAMBOS³, R.O.MILES³. 459
¹*Ural Center for Shared Use "Scanning Probe Microscopy", Ural State University, Ekaterinburg, Russia.* ²*Institute of Applied Photophysics, University of Technology Dresden, Dresden, Germany.* ³*Stanford Center for Photonics Research, Stanford University, Stanford, CA, USA.*
- Observation and Manipulation of Nanoscale Domain Structures in Ferroelectrics by Scanning Probe Microscopy.**
- Пн 35** V.YA.SHUR¹, A.I.LOBOV¹, A.G.SHUR¹, E.I.SHISHKIN¹, S.KURIMURA², K.TERABE², 461
X.Y.LIU², K.KITAMURA².
¹*Ural Center for Shared Use "Scanning Probe Microscopy", Ural State University, Ekaterinburg, Russia.* ²*National Institute for Materials Science, Ibaraki, Japan*
- New Approach to Chemical Etching as a Method of Domain Visualization in Ferroelectrics.**
- Пн 36** M.-E.PISTOL, N.SKOLD, L.SAMUELSON, W.SEIFERT. 463
Solid State Physics, Lund University, Lund, Sweden.
- Optical studies of strained GaAs/GaInP core-shell quantum wires.**
- Пн 37** B.V.ANDRYUSHECHKIN, K.N.ELTSOV, V.M.SHEVLYUGA. 465
Center for Natural Science Research; A.M.Prokhorov General Physics Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia.
- Phase transitions in chemisorbed iodine layer on Cu(110).**
- Пн 38** Д.А.АНТОНОВ, Г.А.МАКСИМОВ, Д.О.ФИЛАТОВ, М.А.ПУШКИН*, В.В.ЛЕБИДЬКО*, 466
В.Н.ТРОНИН*, В.И.ТРОЯН*.
*НОЦ Сканирующей Зондовой Микроскопии Нижегородского Государственного Университета им Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия. *Московский инженерно физический институт, Москва, Россия*
- СТС исследование электронных свойств нанокластеров Au на поверхности ВОПГ, полученных импульсным лазерным осаждением.**
- Пн 39** Р.З.БАХТИЗИН¹, Д.В.ГАЙНУЛЛИН¹, Р.А.ХАСАНОВ². 467
¹*Башкирский государственный университет,* ²*Башкирский государственный медицинский университет, Уфа, Россия.*
- Сканирующая зондовая микроскопия перспективных биоматериалов.**
- Пн 40** С.Г.БЫСТРОВ, А.В.ЖИХАРЕВ. 468
Физико-технический институт УрО РАН, Ижевск, Россия
- Исследование локальной химической структуры плазмополимеризованных покрытий методом химической силовой микроскопии.**
- Пн 41** Т.Е.СУХАНОВА¹, М.Э.ВЫЛЕГЖАНИНА¹, В.В.КОПЕЙКИН¹, Ю.Г.БАКЛАГИНА¹, 470
А.К.ХРИПУНОВ¹, А.А.ТКАЧЕНКО².
¹*Институт высокомолекулярных соединений РАН,* ²*Санкт-Петербургский Государственный Университет, С.-Петербург, Россия.*
- АСМ исследование взаимодействия наночастиц различных металлов и неметаллов с целлюлозной матрицей.**
- Пн 42** М.В.ГРИШИН, Ф.И.ДАЛИДЧИК, С.А.КОВАЛЕВСКИЙ, Н.Н.КОЛЧЕНКО, Б.Р.ШУБ. 472
Институт химической физики им. Н.Н.Семенова РАН, Москва, Россия

- Изучение методами СТС процессов десорбции молекул воды с поверхности оксидов металлов.**
- Пн 43 А.Н.ЗЯБЛОВ¹, О.В.ДЬЯКОНОВА², В.В.КОТОВ². 473
¹Воронежский государственный университет, ²Воронежский государственный аграрный университет, Воронеж, Россия.
- Особенности структуры карбоксилсодержащих частично имидизированных полиамидокислотных мембран.**
- Пн 44 Е.КЛИМОВ¹, А.АЛЕХЕЕВ^{1,2}, Х.ЯНГ¹, Ж.ЛООС¹, В. ДЕ ВИТ¹
¹Department of Chemical Engineering and Chemistry Eindhoven University of Technology, Eindhoven, The Netherlands. ²NT-MDT, Moscow, Russia
- Scanning Near Field and Raman microscopic investigation of PCBM-MDMO-PPV system for solar cells application.**
- Пн 45 А.В.КРУГЛОВ¹, Г.А.МАКСИМОВ¹, Д.О.ФИЛАТОВ¹, Д.А.АНТОНОВ¹, Д.А.САВЕЛЬЕВ¹, А.В.ЗЕНКЕВИЧ², Ю.Ю.ЛЕБЕДИНСКИЙ². 475
¹НОЦ «Физика твердотельных наноструктур» Нижегородского Государственного Университета им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия. ²Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия
- Исследование электрофизических свойств тонких диэлектрических пленок методом сканирующей электросиловой микроскопии.**
- Пн 46 В.М.ЯСИНСКИЙ¹, Н.С.БОБКОВА¹, А.Я.ХАЙРУЛЛИНА¹, Д.А.ЯВСИН², В.М.КОЖЕВИН², С.А.ГУРЕВИЧ², П.А.ТРЕТЬЯКОВ². 477
¹Институт физики им. Б.И.Степанова НАНБ, Минск, Беларусь. ²Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия.
- Исследование наноструктурированных металлических пленок методом сканирующей ближнеполевой оптической микроскопии.**
- РЕНТГЕНОВСКАЯ ОПТИКА –2
- Пн 47 М.С.БИБИШКИН, Н.Б.ВОЗНЕСЕНСКИЙ, Е.Б.КЛЮЕНКОВ, Е.Л.ПАНКРАТОВ, А.Е.ПЕСТОВ, Н.Н.САЛАЩЕНКО, Н.И.ЧХАЛО. 479
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
- Проект литографического стенда на основе объектива Шварцшильда с рабочей длиной волны 13,5 нм.**
- Пн 48 В.Н.ТРУШИН, А.С.МАРКЕЛОВ, А.А.ЖОЛУДЕВ, Е.В.ЧУПРУНОВ, Е.В.ЗАЙЦЕВА, Е.Л.КИМ. 481
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия
- Термоиндуцированное управление параметрами рентгеновских дифракционных максимумов кристаллов КДР.**
- Пн 49 С.В.КУЗИН¹, А.А.ПЕРЦОВ¹, А.П.ШЕВЕЛЬКО¹, С.В.ШЕСТОВ², О.Ф.ЯКУШЕВ¹. 483
¹Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, ²Московский физико-технический институт (государственный университет), Москва, Россия.
- Чувствительная ПЗС-матрица с прямой регистрацией ВУФ излучения.**
- Пн 50 И.А.АРТЮКОВ¹, А.В.ВИНОГРАДОВ¹, С.А.РОМАНОВА¹, С.В.САВЕЛЬЕВ². 485
¹Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, ²НИИ морфологии человека РАМН, Москва, Россия.
- Рентгеновская микротомография мягких тканей без использования контрастирующих веществ.**
- Пн 51 М.М.БАРЫШЕВА, А.М.САТАНИН, Н.И.ЧХАЛО. 487
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
- Поляризационные свойства многослойных рентгеновских зеркал с флуктуирующими параметрами. Численный анализ.**
- Пн 52 Л.И.ГОРАЙ^{1,2}. 489
¹I.I.G., Inc., USA. ²Институт аналитического приборостроения РАН, С.-Петербург, Россия.
- Многослойная тороидальная решетка для спектрометра EIS станции Solar-B.**
- Пн 53 Н.Н.КОЛЬЧЕВСКИЙ, Ю.А.ДУДЧИК, Ф.Ф.КОМАРОВ. 491
Белорусский Государственный Университет, Минск, Беларусь.
- Рентгеновский фильтр на основе преломляющей линзы.**
- Пн 54 М.С.БИБИШКИН, Ю.А.ВАЙНЕР, А.Я.ЛОПАТИН, В.И.ЛУЧИН, А.Е.ПЕСТОВ, В.Н.ПОЛКОВНИКОВ, Н.Н.САЛАЩЕНКО, В.В.ЧЕРНОВ, Н.И.ЧХАЛО. 493
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия

Пн 55	<p>Многослойные поляризаторы для мягкого рентгеновского диапазона длин волн. С.А.БУЛГАКОВА¹, И.П.ИВАНОВ², <u>А.Я.ЛОПАТИН</u>³, Л.М.МАЗАНОВА¹ ¹Научно-исследовательский институт химии Нижегородского государственного университета им. Н.И.Лобачевского, ²Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, ³Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</p> <p>Высокочувствительные резисты на основе метакриловых тер-сополимеров для EUV-литографии.</p>	495
Пн 56	<p>М.С. БИБИШКИН¹, С.Ю. ЗУЕВ¹, А.Ю. КЛИМОВ¹, Е.Б. КЛЮЕНКОВ¹, А.Я. ЛОПАТИН¹, <u>В.И. ЛУЧИН</u>¹, Н.Н. САЛАЩЕНКО¹, Л.А. СУСЛОВ¹, Н.Н. ЦЫБИН¹, Н.И. ЧХАЛО¹, Л.А. ШМАЕНОК² ¹Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. ²Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия.</p> <p>Фильтры на пропускание для стандов проекционной EUV-литографии.</p>	497
Пн 57	<p><u>К.Н.МЕДНИКОВ</u>, В.Е.ЛЕВАШОВ, А.С.ПИРОЖКОВ, Е.Н.РАГОЗИН. Физический институт им П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия.</p> <p>Излучательные характеристики лазерно-плазменного источника на сверхзвуковой струе Хе (λ=13.5 нм).</p>	499
Пн 58	<p><u>А.В.МИТРОФАНОВ</u>, Ф.А.ПУДОНИН. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия.</p> <p>Рентгеновские фильтры из тонких пленок циркония и оксида циркония.</p>	501
Пн 59	<p>Н.В.КОВАЛЕНКО, А.А.ЛЕГКОДЫМОВ, <u>А.Д.НИКОЛЕНКО</u>, В.Ф.ПИНДЮРИН, В.А.ЧЕРНОВ. Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия</p> <p>Особенности метрологических измерений с использованием многослойной оптики на синхротронном излучении в мягком рентгеновском диапазоне (80-1500 эВ).</p>	502
Пн 60	<p><u>В.Н.СИВКОВ</u>¹, А.С.ВИНОГРАДОВ², С.В.НЕКИПЕЛОВ¹, Д.В.СИВКОВ¹, D.V.VYALIKH³, S.L.MOLODTSOV^{2,3}. ¹Сыктывкарский государственный университет, Сыктывкар, Россия. ²Институт физики Санкт-Петербургского государственного университета, С.-Петербург, Россия. ³Russian-German Laboratory at BESSY II, Berlin-Adleshof, Germany.</p> <p>Применение абсорбционных Ti – фильтров для абсолютных измерений сечений поглощения в области N1s – края азота в пленках NaNO₃ с использованием синхротронного излучения.</p>	504
Пн 61	<p>Б.А.ГРИБКОВ¹, Е.Б.КЛЮЕНКОВ¹, Н.Н.САЛАЩЕНКО¹, <u>В.А.СЛЕМЗИН</u>², И.Л.СТРУЛЯ³. ¹Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород, Россия. ²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия. ³НПО “Композит”, Королев, Моск. Обл., Россия.</p> <p>Изготовление асферических подложек с супергладкими поверхностями.</p>	506
Пн 62	<p><u>А.Н.СУББОТИН</u>, Ю.Л.ЛОБАНОВА, П.Д.ГАСПАРЯН, Е.С.ЦОЙ, Н.А.СУСЛОВ. Российский Федеральный Ядерный Центр ВНИИЭФ, Саров, Россия.</p> <p>Измерение спектра рентгеновского излучения лазерной плазмы диспрозиевой мишени с помощью изогнутого многослойного зеркала.</p>	508
Пн 63	<p><u>А.Г.ТУРЬЯНСКИЙ</u>, И.В.ПИРШИН. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия.</p> <p>Ньютоновский эксперимент в рентгеновском диапазоне: разложение излучения в спектр с помощью алмазной призмы.</p>	510
Пн 64	<p>Н.Б.ВОЗНЕСЕНСКИЙ¹, Е.Б.КЛЮЕНКОВ², <u>Е.Л.ПАНКРАТОВ</u>², Н.Н.САЛАЩЕНКО², Н.И.ЧХАЛО² ¹VTT Optik Ltd., Nedsaya K., Vaerska vald, Poelvamaa, Estonia. ²Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.</p> <p>Экспериментальные исследования возможностей интерферометра с дифракционной волной сравнения для контроля формы оптических элементов.</p>	512
Пн 65	<p>А.А.АХСАХАЛЯН, <u>А.Д.АХСАХАЛЯН</u>, Ю.Н.ДРОЗДОВ, Е.Б.КЛЮЕНКОВ, Н.Н.САЛАЩЕНКО, А.И.ХАРИТОНОВ. Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.</p> <p>Коллимирующие зеркала для дифрактометров ДРОН.</p>	514
Пн 66	<p><u>А.Д.АХСАХАЛЯН</u>, В.А.МУРАВЬЕВ. Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</p> <p>Рентгеновское тестирование формы и распределения периода многослойных</p>	514

	цилиндрических зеркал.	
Пн 67	<u>А.Д.АХСАХАЛЯН</u> , В.А.МУРАВЬЁВ, Н.Н.САЛАЩЕНКО. <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> Распределение интенсивности рентгеновского излучения в плоскости изображения многослойного эллиптического зеркала.	516
Пн 68	А.А.АХСАХАЛЯН, <u>А.Д.АХСАХАЛЯН</u> , Е.Б.КЛЮЕНКОВ, Н.Н.САЛАЩЕНКО, А.И.ХАРИТОНОВ, Д.П.ЧЕХОНАДСКИХ, Н.И.ЧХАЛО, О.И.БУГАЕНКО*, С.В.КУЗИН*, А.А.ПЕРЦОВ*, С.В.ШЕСТОВ*. <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. *Физический институт им. В.П.Лебедева РАН, Москва, Россия.</i>	518
Пн 69	Стенд для исследования 2-D фокусирующей рентгеновской оптики. Д.В.РОЩУПКИН ¹ , Д.В.ИРЖАК ¹ , Е.Д.РОЩУПКИНА ¹ , О.А.БУЗАНОВ ² , С.А.ЩЕТИНКИН ³ , В.В.КВАРДАКОВ ³ , К.М.ПОДУРЕЦ ³ . <i>¹Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Россия. ²ФОМОС-Технологии Со., Москва, Россия. ³РНИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия</i>	520
Пн 70	Исследование структурного совершенства кристаллов лантангалиевого силиката $La_3Ga_5SiO_{14}$ в Курчатовском центре синхротронного излучения. <u>Д.В.РОЩУПКИН</u> ¹ , Д.В.ИРЖАК ¹ , Е.Д.РОЩУПКИНА ¹⁻² , В.В.АНТИПОВ ² . <i>¹Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Россия. ²Московский Государственный институт стали и сплавов, Москва, Россия.</i>	522
Пн 71	Применение методов высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии и топографии для анализа регулярных доменных структур в сегнетоэлектрическом кристалле $LiTaO_3$. В.К.ЕГОРОВ, Е.В.ЕГОРОВ, <u>М.С.МАРТИРОСЯН</u> . <i>Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Моск. обл., Россия.</i>	524
Пн 72	Применение плоского волновода-резонатора в качестве высокоэнергетического фильтра рентгеновского излучения. Е.В. ЕГОРОВ, В.К. ЕГОРОВ <i>ИПТМ РАН, Черноголовка, Моск. обл., Россия</i>	
Пн 73	О некоторых особенностях модовой структуры потока рентгеновской радиации в щели плоского волновода-резонатора. В.А.ЧЕРНОВ ¹ , Я.В.РАКШУН ¹ , С.В.МЫТНИЧЕНКО ² , С.С.АНДРЕЕВ ³ , Н.Н.САЛАЩЕНКО ³ . <i>¹Институт ядерной физики СО РАН, ²Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН, Новосибирск, Россия. ³Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия.</i>	
	Исследование структуры Cr/Sc короткопериодных многослойников методом EXAFS спектроскопии.	
	СПИСОК УЧАСТНИКОВ СОВЕЩАНИЯ (том 1)	232
	АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ (том 2)	526

Спиновый эффект Холла: основы теории и эксперимент. Обзор

В.Я. Демиховский

Нижегородский Университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23, Россия
e-mail: demi@phys.unn.ru

Предсказанный в работах [1,2] и наблюдавшийся недавно в [3,4] спиновый эффект Холла открывает новые возможности в управлении спинами электронов в полупроводниках со спин-орбитальным взаимодействием. Спиновый ток, возникающий в такой системе, всегда перпендикулярен электрическому току и создает на границах образца неравновесную спиновую поляризацию без магнитного поля. В настоящем сообщении обсуждаются основные теоретические представления о природе этого нового явления спинтроники и методы расчета спиновой холловской проводимости в газе электронов и дырок. Будут рассмотрены результаты первых экспериментов по наблюдению спинового эффекта Холла в слоях GaAs и InGaAs [3,4] и возможные применения эффекта в устройствах спинтроники.

Спиновый эффект Холла возникает в электронных и дырочных парамагнитных полупроводниках, где имеет место спин-орбитальное взаимодействие. Гамильтониан, описывающий это взаимодействие, как известно, находится из разложения уравнения Дирака с точностью до членов порядка v^2/c^2 и имеет вид

$$\hat{H}_{SO} = \frac{\hbar}{(2mc)^2} \nabla V(\vec{r}) [\vec{\sigma} \times \vec{p}], \quad (1)$$

где m - масса свободного электрона, c - скорость света, V - потенциальная энергия, \vec{p} - импульс, $\vec{\sigma}$ - вектор, составленный из матриц Паули. В том случае, когда 2D электроны находятся в несимметричной квантовой яме, спин-орбитальное взаимодействие описывается гамильтонианом Рашбы.

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} - \lambda \vec{\sigma} [\vec{z} \times \vec{k}] = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} - \lambda (k_x \sigma_y - k_y \sigma_x) \quad (2)$$

где λ - константа взаимодействия, m - эффективная масса, \vec{z} - единичный вектор нормальный к плоскости 2D электронного газа. Слагаемое, определяющее спин-орбитальное взаимодействие в гамильтониане Рашбы, зависит от импульса, и поэтому можно говорить о том, что оно играет роль эффективного магнитного ("зеemanовского") поля. В таком поле вырождение по импульсу снимается.

Собственные значения энергии и собственные функции гамильтониана (2) записываются как

$$E_{\pm} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \pm \lambda k, \quad (3a)$$

$$|\pm, k\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \pm i e^{-i\phi} \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (3b)$$

$$\phi = \arctan \frac{k_x}{k_y}$$

соответственно. Спин электрона лежит в плоскости x, y и при повороте волнового вектора вокруг начала координат поворачивается на угол 2π , как показано на Рис.1 (см. напр. [2])

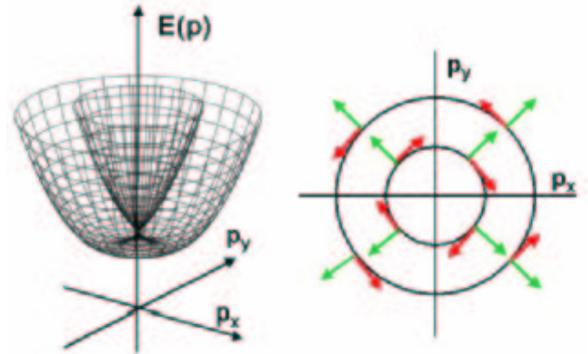


Рис.1 Энергетический спектр электронов со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы (ветви E_+ и E_-). Светло-серые стрелки указывают направление импульса, а темно-серые - ориентацию спина.

Обсудим теперь механизм возбуждения спинового холловского тока в присутствии внешнего электрического поля. Прежде всего отметим, что постоянное электрическое поле вызывает согласно уравнению движения $\dot{k}_x = eE_x$ линейное во времени изменение компоненты импульса. При этом происходит поворот проекций спина. Динамика спинов определяется уравнением Блоха

$$\hbar \frac{d\vec{n}}{dt} = \vec{n} \times \vec{\Delta}(t) + \alpha \frac{\hbar d\vec{n}}{dt} \times \vec{n}, \quad (4)$$

где вектор \vec{n} - указывает направление спина, α - параметр, определяющий релаксацию, $\vec{\Delta} = 2\lambda/\hbar [\vec{z} \times \hat{p}]$. Механизм появления холловского тока в постоянном электрическом поле E_x иллюстрирует Рис.2 (см. [2]). Здесь светло-серые стрелки указывают направление импульса, а темно-серые - спина. Вследствие изменения компоненты

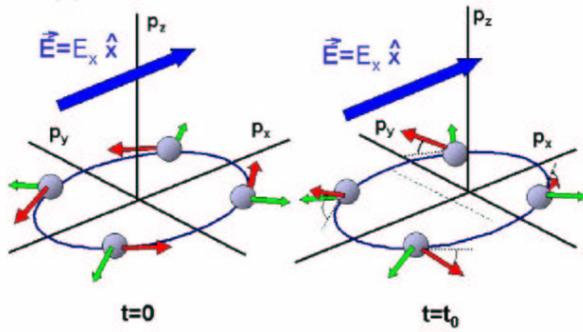


Рис.2. В электрическом поле E_x , когда электронное распределение Ферми смещено вдоль p_x , спины электронов с $p_y > 0$ поворачиваются вверх, с $p_y < 0$ вниз.

p_x распределение Ферми смещается на величину $|eE_x t_0 / \hbar|$, где t_0 - время рассеяния. При этом согласно (2) спин электронов с $p_y > 0$ поворачивается вверх, а при $p_y < 0$ вниз. В результате возникает спиновый ток в направлении оси y и на противоположных границах полупроводникового канала, вдоль которого течет электрический ток, появляется спиновая поляризация разного знака.

Определив с помощью (3) в линейном приближении проекцию спинов $n_{z,k}$ и проводя интегрирование в зоне Бриллюэна по всем заполненным состояниям, можно найти значение спиновой холловской проводимости. В том случае, когда заполнены обе энергетические зоны, т.е. при

$$n_{2D} > n_{2D}^* = m^2 \lambda^2 / \pi \hbar^4$$

вклад в проводимость дают электроны, лежащие в кольце с внешним и внутренним радиусами

$p_{F+} - p_{F-} = \frac{2m\lambda}{\hbar}$. В этом случае, как показано в работе [3], холловская проводимость имеет универсальное значение

$$\sigma_{xy}^{S,z} = \frac{e}{8\pi}. \quad (4)$$

При более низкой концентрации, когда $n_{2D} < n_{2D}^*$, и верхняя энергетическая зона не содержит носителей, импульсы p_{F-} и p_{F+} приобретают смысл внутреннего и внешнего радиусов кольца, ограничивающего заполненные состояния нижней энергетической зоны. При этом холловская проводимость линейно зависит от концентрации и равна

$$\sigma_{xy}^{S,z} = \frac{e}{8\pi} \frac{n_{2D}}{n_{2D}^*}.$$

Влияние примесного рассеяния на величину спиновой холловской проводимости исследовалось в работе [11]. Было показано, что при слабом рассеянии эта проводимость оказывается равной

$$\sigma_{xy}^{S,z} = \frac{e}{8\pi} - \frac{e}{64\pi} \frac{(\hbar/\tau)^2}{\epsilon_R \epsilon_F}, \quad (5)$$

где τ - электронное время релаксации, $\epsilon_R = m^* \lambda^2 / \hbar^2$ - энергия Рашбы, ϵ_F - энергия Ферми. В эпитаксиальных слоях GaAs, где подвижность электронов равна $100 \text{ m}^2 / \text{Vs}$, уширение уровне имеет порядок $\hbar/\tau = 0.01 \text{ meV}$. Поскольку обычно $\epsilon_F > \epsilon_R \approx 0.1 - 1 \text{ meV}$ условие слабого рассеяния может быть выполнено.

В квантовых структурах определенную роль может играть еще один механизм спин-орбитального взаимодействия, связанный с отсутствием центра инверсии в исходном 3D кристалле. В ряде полупроводников оба эти механизма приводят к эффектам одного порядка и должны учитываться одновременно. Тогда соответствующий гамильтониан следует записать как

$$H_0 = \frac{\hbar^2}{2m} k^2 + H_R + H_D, \quad (6)$$

где

$$H_R = -\lambda(k_x \sigma_y - k_y \sigma_x),$$

гамильтониан Рашбы, а

$$H_D = -\beta(k_x \sigma_x - k_y \sigma_y)$$

гамильтониан Дрессельхауса [5]. Спиновый ток в системе, описываемый гамильтонианом (6) изучался в работе [6], где были найдены соответствующие квантовые состояния и спиновый ток выражен через фазу Берри, что свидетельствует о топологической природе эффекта:

$$\gamma_{\pm} = \oint d\mathbf{l} \left\langle k_{\pm}, \vartheta \left| i \frac{\partial}{\partial \mathbf{k}} \right| k_{\pm}, \vartheta \right\rangle = \frac{\lambda^2 - \beta^2}{|\chi^2 - \beta^2|} \pi.$$

Здесь k_{\pm} - волновые функции, принадлежащие одной из двух ветвей спектра. Соответствующая холловская проводимость равна

$$\sigma_{SH} = \frac{j_y^z}{E_x} = \frac{e}{8\pi^2} \gamma_{\pm}. \quad (7)$$

Очевидно, что при $\beta = 0$ выражение (7) переходит в (4). При $\alpha = 0, \beta \neq 0$ холловская проводимость имеет то же универсально значение, что и при спин-орбитальном взаимодействии Рашбы, но иной знак.

Необходимо отметить также работу [10], где в модели Рашбы были получены квантовые уравнения, описывающие транспорт электронов, испытывающих рассеяние на короткодействующем потенциале. Основные результаты [10] иллюстрирует Рис. 3. Образец с двумерным электронным газом включен в цепь через металлические контакты. Электрическое поле E_x создает внутри образца спиновую поляризацию S_y . Спиновые токи отличны от нуля только вблизи контактов. Поляризация спинов, направленных по нормали, не равна нулю только вблизи углов образца.

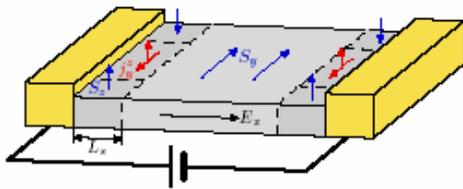


Рис.3. Здесь $L_s = \sqrt{D\tau_s}$, D - коэффициент диффузии, τ_s - время спиновой релаксации.

Как следует из изложенного выше, спиновый ток не связан с переносом зарядов и, следовательно, не может быть зарегистрирован с помощью электрических измерений. Для наблюдения эффектов переноса спинов используются оптические методы. Так в работе [3], где сообщается о наблюдении спинового эффекта Холла в газе 2D дырок, была использована специальная конструкция микроскопического свето-диода с газом двумерных

дырок и электронов, разделенных $p-n$ переходом (см. Рис. 4а). Области с двумерным электронным и дырочным газом были сформированы на гетеропереходах $AlGaAs/GaAs$, расположенных на противоположных границах подложки и легированных атомами Si и Be . В состоянии равновесия векторы моментов тяжелых дырок лежат в плоскости 2D слоя. Если поперек слоя дырок включено электрическое поле, то наряду с продольным электрическим током возникнет перпендикулярный к нему спиновый ток и одновременно на противоположных границах появятся области избыточной спиновой поляризации. Направление поляризации зависит от направления электрического поля. На противоположных границах проводящего канала моменты ориентированы в разные стороны. На Рис. 4б представлена полученная с помощью численного расчета энергетическая схема p -области. Здесь видно, что на границе гетероперехода сформирована треугольная яма для дырок. В эксперименте спиновая поляризация фиксировалась по направлению круговой поляризации испускаемого света. Связь между этими величинами определена правилами отбора для дипольных переходов. При изменении направления постоянного электрического поля изменялся знак угла поворота вектора поляризации.

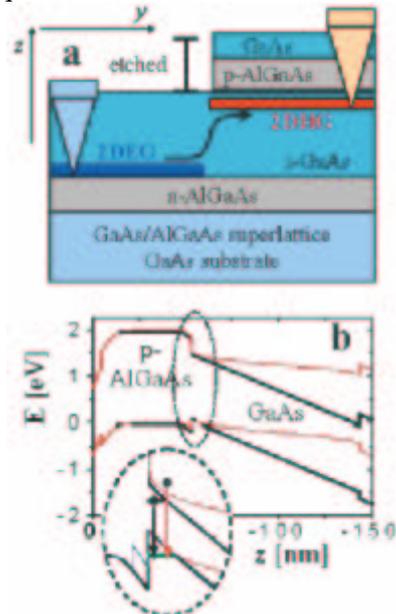


Рис.4. а) Схема (поперечное сечение) светодиода с 2D электронным и 2D дырочным газом, разделенным $p-n$ переходом. б) энергетическая схема светодиода. Стрелками показаны переходы

на уровень 2D дырок в яме на границе (AlGa)As/GaAs.

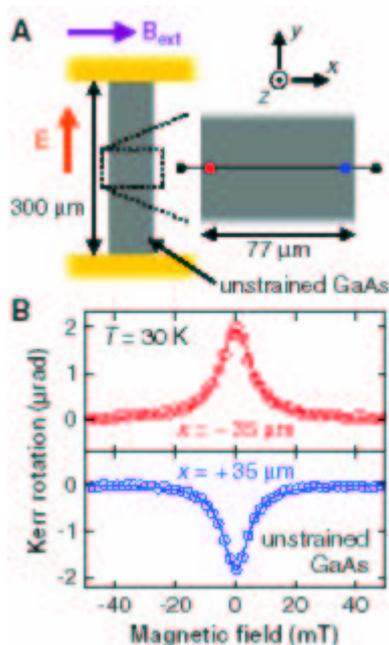


Рис.5. Спиновый эффект Холла в GaAs. а) геометрия опыта, б) KR как функция внешнего магнитного поля

B_{ext} в электрическом поле $E = 10 mV \mu m^{-1}$, $T = 30 K$ [4].

Спиновый эффект Холла наблюдался также в работе [4]. Геометрия опыта проиллюстрирована на Рис. 5а. При пропускании электрического тока вдоль образца (тонкой полупроводниковой пленки n -типа) вблизи границ формировались области, в которых электронные спины были направлены по нормали к поверхности образца. На противоположных границах поляризация имела разный знак. Эффект регистрировался оптически по измерению угла поворота вектора поляризации на микроскопе Керра... Измерения были выполнены на пленках $n-GaAs$ и $In_{0.07}Ga_{0.93}As$, выращенных на подложке из полуизолирующего $GaAs$ в направлении (001). Луч лазера с частотой соответствующей примерно порогу поглощения в $GaAs$ подал по нормали к поверхности и фокусировался в пятно диаметром $1 \mu m$. Вектор поляризации отраженного луча поворачивался на угол, пропорциональный намагниченности электронного газа.

Во внешнем магнитном поле, направленном вдоль проводящего канала, избыточная поляризация электронных спинов уменьшалась. Этот эффект иллюстрирует Рис 5б. Здесь верхняя кривая описывает зависимость угла поворота от поля на левой, а нижняя - на правой границе канала.

К настоящему времени известно, что спиновый эффект Холла может быть связан не только со спин-орбитальным взаимодействием электронов и дырок (см. [5]). В частности в более ранней работе [6] было предсказано, что он может быть обусловлен

несимметричным рассеянием спинов, имеющих разную поляризацию. Это т.н «внешний» спиновый эффект Холла. Именно этот эффект по мнению авторов [4] наблюдался в их работе, о чем свидетельствует, в частности, слабая зависимость величины избыточной спиновой поляризации от ориентации кристалла.

Исследования, выполненные в последние годы, показали, что спиновый эффект Холла открывает новые возможности в управлении электронной поляризацией и транспортом в немагнитных полупроводниках. Интерес к этой проблеме связан не только с возможными применениями в информационной индустрии (для переработки и хранения информации), но и с постановкой новых задач в физике конденсированного состояния.

Настоящая работа поддержана Программой «Развитие научного потенциала высшей школы».

- [1] S. Murakami, N.Nagaosa, S.C. Zhang, Science **301**, 1348 (2003), Phys. Rev. B **69**, 235206 (2004).
- [2] J. Sinova et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 126603 (2004).
- [3] J. Windler et al, Phys. Rev. Lett. **94**, 047204 (2005).
- [4] Y.K. Kato et al., Science **306**, 1910 (2004).
- [5] G. Dresselhaus, Phys. Rev. **100**, 580 (1955).
- [6] S.-Q. Shen, Phys. Rev. B **70**, 081311(R) 2004.
- [7] M.I. Dyakonov, V.I. Perel, Phys. Lett. **35A**, 459 (1971).
- [8] Hircsh, Phys. Rev. Lett. **83**, 1834(1999).
- [9] S.-Q. Sheng, Phys. Rev. B **70**, 081311(R) (2004).
- [10] E.G. Mishhenko, A.V. Shytov, and B.I. Galperin Phys. Rev. Lett. **93**, 226602 (2004).
- [11] J. Schliemann, D. Loss, Phys. Rev. B **69**, 165315 (2004).

Аналитическая база нанотехнологии - состояние и перспективы развития

В.А. БЫКОВ

ЗАО «Нанотехнология – МДТ» & ЗАО «Инструменты нанотехнологии»,
124460, Москва, Зеленоград, корп. 100
e.mail: vbykov@ntmdt.com

В настоящее время нанотехнология стала знаковой технологией в показателях развития государств. Значительно усилилось влияние нанотехнологий на целый ряд обрабатывающих технологий, технологий материаловедения, диагностических методов. Вместе с этим расширился и арсенал аналитических методов.

Сканирующие зондовые микроскопы

Появились новые опции:

- быстродействующая контактная емкостная мода с возможностью измерения в точке 3 – 5 мсек, чувствительностью до 10^{-19} Ф с одновременной возможностью регистрации диэлектрических потерь;
- возможность быстрого сканирования, т.н. видео АСМ, позволяющий на малых образцах довести скорость строчной развертки до 100 Гц;
- созданы трехкоординатные малошумящие емкостные датчики, позволяющие регистрировать положение сканера с уровнем шумов 2 – 3 ppm;
- созданы термокомпенсированные конструкции СЗМ с дрейфом системы зонд-образец до 3 – 5 нм/град в интервале температур от комнатной до 200⁰С, что обеспечивает возможность длительного (в течении часа и более) позиционирования зонда относительно объекта типа молекулы белка с измерением требуемых характеристик;
- разработаны специальные безкантилеверные сканирующие зондовые микроскопы для образовательных целей;
- разработаны высоковакуумные СЗМ позволяющие проводить измерения силовых контрастов вплоть до температур 50⁰К;
- закончена разработка магнитно-силовых воздушных СЗМ, обеспечивающих возможность импульсных измерений, в том числе магнитострикции, с приложением магнитных полей с напряженностью вплоть до $\pm 0,2$ Т;

- разработаны промышленные электрохимические туннельные микроскопы.

Нанолaborатории:

- создан новый класс приборов «НаноЛабь», объединяющие в себе методы зондовой микроскопии, спектроскопии, в том числе методов стимулированного зондом гигантского Рамановского рассеяния (TERS), люминесцентной спектроскопии, конфокальной микроскопии и спектроскопии;
- показана возможность проведения процессов TERS литографии, чем созданы предпосылки разработки новых систем нанопринтинга и высокоразрешающих методов определения элементного состава поверхности;
- созданы системы трехмерного анализа объектов на базе комбинации методов СЗМ и ультрамикротомы, в том числе низкотемпературного варианта ультрамикротомы.

Нанофабы:

- Ведется разработка кластерного оборудования, объединяющего в себе методы сканирующей зондовой микроскопии, техники фокусированных ионных пучков, электронной микроскопии и методов групповых обработок – молекулярно-лучевой эпитаксии, CVD технологии, техники магнетронного напыления, создание которой переведет на качественно новый уровень работы по нанoeлектронике.

Программное обеспечение приборов становится сетевым с возможностью использования вычислительных мощностей суперкомпьютеров.

В докладе кратко обсуждаются возможности создания практически важных систем для молекулярной диагностики, нанопринтинга, пути дальнейшего развития НаноЛабов и НаноФабов.

Аналитические возможности сверхвысоковакуумного сканирующего туннельного микроскопа

К.Н. Ельцов

Центр естественно-научных исследований, Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
ул. Вавилова д.38, корп. Л2, 119991 Москва, Россия
e-mail: eltsov@kapella.gpi.ru

С момента создания Бинингом и Рорером первого сканирующего туннельного микроскопа в 1982 г., т.е. с момента ввода в практику эксперимента сканирующей зондовой микроскопии, методическое и аппаратное развитие данной приборной области во многом определяет качество и достоверность получаемых экспериментальных данных, а тем самым, и уровень понимания исследуемых явлений в таких областях знаний как физика, химия, биология.

Наиболее яркие результаты последних десяти лет в физике конденсированного состояния получены, как правило, с использованием СТМ, поскольку проверка устоявшихся понятий и создание новых представлений потребовала достоверных знаний на уровне отдельного атома или молекулы. В настоящее время сверхвысоковакуумный СТМ (СВВ СТМ) как аналитический прибор позволяет измерять структуру поверхности с атомным разрешением в реальном пространстве, локальную электронную плотность свободных и занятых состояний вблизи уровня Ферми для выделенного объекта вплоть до отдельного атома, спиновое состояние поверхности с атомным разрешением (локальный поверхностный магнетизм), колебательные состояния отдельной молекулы на поверхности. Это означает, что, помимо получения структурной информации на атомном уровне, СВВ СТМ является универсальным, многоцелевым спектрометром, позволяющим измерять основные спектральные характеристики выделенного атома или молекулы. Никакой другой спектрометр не способен дать подобную информацию.

В статье показаны некоторые возможности сверхвысоковакуумного сканирующего туннельного микроскопа для решения физических задач. Это:

- Спектроскопия электронных состояний с атомным разрешением;
- Магнитные свойства поверхности с атомным разрешением;
- Неупругое туннелирование. Спектроскопия колебательных состояний отдельной молекулы;
- Сканирующая туннельная люминесценция с субмолекулярным разрешением.

Прежде чем перейти к рассмотрению перечисленных функций СВВ СТМ, следует

сказать, что применение СТМ в сверхвысоком вакууме снимает многие неопределенности, присущие использованию СТМ в газовых средах. В первую очередь сверхвысокий вакуум (10^{-10} Торр и ниже) гарантирует сохранение чистоты поверхности объекта и иглы СТМ, по крайней мере, в течение нескольких часов, что вполне достаточно для проведения эксперимента. Также, что немаловажно, используя вакуум в качестве надежного теплоизолятора, можно достичь высокой стабильности при измерении сверхмалых расстояний и электрических сигналов.

Спектроскопия электронных состояний

При низких туннельных напряжениях ток пропорционален локальной плотности электронов вблизи уровня Ферми [1,2]. В соответствии с формализмом Лэнга [3] туннельный ток I_t определяется следующим выражением

$$I_t \approx \int_{E_f}^{E_f+eV_t} dE \rho_S(E) \rho_T(E - eV_t) \exp \left[-2z \left[\frac{2m}{\hbar^2} \left(\frac{\phi_S + \phi_T}{2} + \frac{eV_t}{2} - E \right)^2 + (k_{\parallel} + G)^2 \right] \right]$$

где ρ_S , ρ_T , ϕ_S , ϕ_T - плотности электронных состояний и высота барьера для образца и иглы, соответственно. Экспоненциальный член описывает прозрачность туннельного зазора $T(E, V_t)$, k_{\parallel} и G - волновой вектор параллельный поверхности и вектор обратной решетки, соответственно. Зависимость производной вольтамперной характеристики туннельного зазора dI/dV_t от туннельного напряжения V_t как раз и дает спектр электронной плотности состояний в заданной точке поверхности.

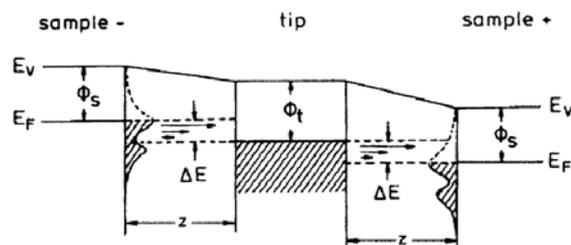


Рис.1. Схема, иллюстрирующая принцип туннельной спектроскопии электронных состояний (упругое туннелирование). Взято из [1].

Изменяя туннельное напряжение (обычно в пределах ± 3 В) можно получить распределение

электронной плотности как свободных, так и занятых состояний (рис.1). Именно эта особенность отличает сканирующую туннельную спектроскопию (СТС) от классической фотоэлектронной спектроскопии (ФЭС), где можно наблюдать только распределение электронной плотности по занятым состояниям. Для того, чтобы получить спектр электронной плотности свободных состояний, требуется инверсная фотоэлектронная спектроскопия, которая аппаратно не совмещается с ФЭС.

Считается, что плотность состояний в игле СТМ имеет достаточно плавное распределение и не вносит искажений в спектр электронной плотности объекта. В общем, это приближение является оправданным, поскольку до сих пор объектами серьезного анализа, в основном, являются электронные состояния, имеющие в спектре достаточно резкие особенности (см. рис.2). Наиболее хорошо изученными с данной точки зрения являются поверхностные состояния (состояния Шокли) на гранях (111) благородных металлов Cu, Ag, Au [4-7]. Данные состояния располагаются в области энергий, запрещенных

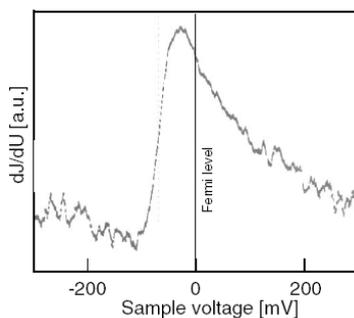


Рис.2. Пик поверхностных состояний Ag(111) [6]

для объемных состояний, и имеют простую дисперсионную кривую $E = (\hbar k)^2/2m^*$, что приводит к возможности пространственной визуализации в СТМ стоячих электронных волн на поверхности кристалла, формирующихся при отражении электронов от какого-либо барьера (атомная ступень, адсорбированные атомы, края островка). Впервые это явление, т.н. квантовые кораллы, наблюдалось авторами работы [4]. На рис.3 приведено пространственное распределение электронов с различными энергиями на гексагональном островке серебра, осажденном на поверхности Ag(111).

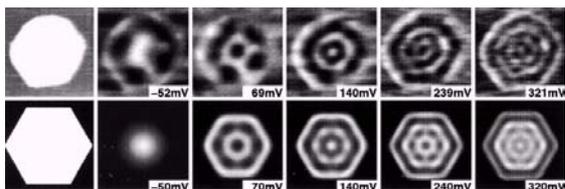


Рис.3. Экспериментально наблюдаемые (верхний ряд) и расчетные картины распределения плотности электронов на гексагональном двумерном островке Ag(111) в зависимости от энергии электрона. Взято их работы [7].

Помимо эффектности самого наблюдения квантовых явлений, изучение затухания стоячих электронных волн позволяет изучать особенности электрон-электронного и электрон-фононного взаимодействия на поверхности [5].

Другим ярким примером использования СТС являются углеродные одностенные нанотрубки, поскольку с точки зрения электронной структуры они являются сугубо поверхностным объектом и обладают пикообразным распределением электронной плотности. Из данных СТС легко можно определить является ли нанотрубка металлом или полупроводником, а также выявить особенности более сложных (например, легированных) объектов на основе нанотрубок. Из рис.4 видно, что заполнение нанотрубки фуллеренами можно визуализировать в СТМ, зная электронный спектр объекта (рис.4А).

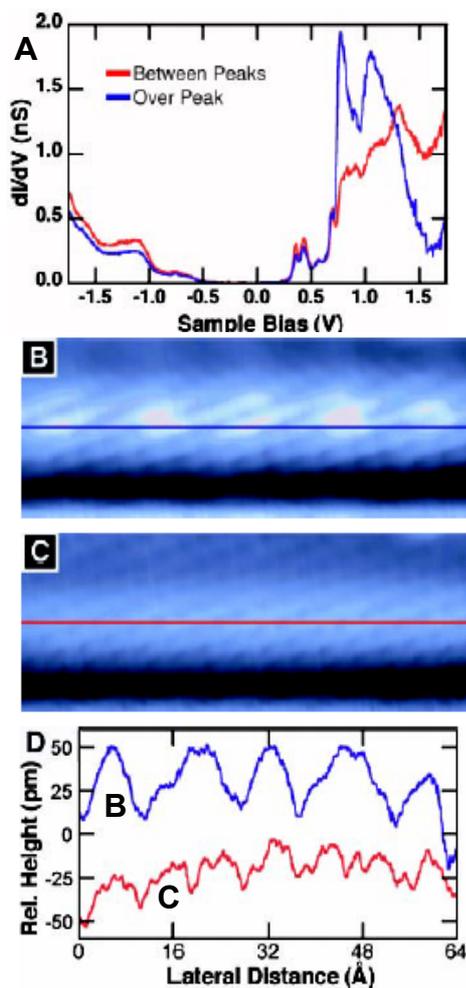


Рис.4 . Спектр и пространственное распределение электронных состояний в нанотрубке, заполненной фуллеренами. А). Туннельные спектры, снятые над фуллереном и между фуллеренами. В). Распределение электронных состояний на поверхности трубки при $V_t = +1.5$ В. С). Распределение электронных состояний при $V_t = -1.5$ В. D). Сечения вдоль трубки, показанные линиями на В), С). Взято из работы [8].

Следует отметить, что для корректного изучения электронной структуры локальных объектов с использованием СТС помимо сверхвысокого вакуума нужны низкие (гелиевые) температуры, поскольку при более высокой (например, комнатной) температуре игла СТМ ведет себя нестабильно и получить корректный спектр оказывается сложно [9]. В этом смысле многие туннельные спектры, полученные при комнатной температуре в вакууме, а тем более в газовой среде, не несут адекватной информации об объекте.

Спин-поляризованная сканирующая туннельная микроскопия/спектроскопия

О возможности изучения поверхностного магнетизма с высоким пространственным разрешением впервые указал Д. Пирс в работе [10], в которой он рассмотрел СТМ-измерения с использованием поляризованных электронов, инжектируемых иглой СТМ. В качестве источника поляризованных электронов были предложены как магнитные иглы, так и полупроводниковые иглы из материала A_3B_5 , возбуждаемые циркулярно-поляризованным светом [11]. В основе принципа спин-поляризованной сканирующей туннельной микроскопии (СП СТМ) лежит идея спинового вентиля, впервые экспериментально продемонстрированная в работе [12]. Поскольку в процессе упругого туннелирования спин электрона сохраняется, то, в зависимости от ориентации спина электронов на магнитной поверхности относительно спина туннелирующего электрона, проводимость туннельного канала существенно меняется и в СТМ-изображении возникает магнитный контраст. Учитывая принципиальную возможность атомного разрешения в СТМ, можно получать магнитную карту поверхности с атомным разрешением. Достаточно полное описание достижений СПСТМ представлено в обзоре М. Бодэ [13].

Начиная с 1990 г. исследования проводились по двум направлениям, заданным Пирсом [10]. В настоящее время СП СТМ с использованием

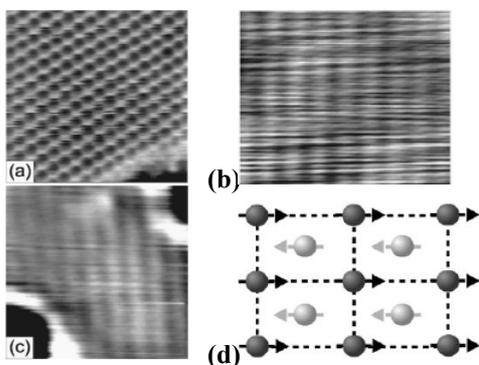


Рис.5. W(110), покрытый монослоем Mn. а) – атомно-разрешенное СТМ-изображение, снятое немагнитной (W) иглой, b,c)–СПСТМ-изображения, полученные магнитными иглами, d)–магнитная структура монослоя Mn. Взято из [14].

магнитных игл достигла инструментального уровня и может быть использована как метод исследования (хотя и очень сложный технически) магнитных явлений на поверхности с рекордным пространственным разрешением, вплоть до атомного. В качестве примера на рис.5. приведено СТМ-изображение поверхности монослоя Mn на поверхности W(110), снятое с использованием немагнитной (W) и магнитной (Gd, Fe-покрытие) иглами.

К сожалению, развитие СП СТМ с использованием полупроводниковых игл пока приостановлено, поскольку все предпринятые попытки измерений магнетизма поверхности с использованием GaAs-игл оказались неудачными. Как было показано в работе [15], созданные в объеме иглы поляризованные электроны быстро теряют ориентацию спина на поверхностных дефектах. В настоящее время ведутся работы по созданию атомно-гладкой поверхности GaAs и изучению квантовой эффективности процессов сканирующей туннельной люминесценции.

Спектроскопия колебательных состояний

В основе получения колебательных спектров в туннельной спектроскопии лежит рассеяние туннелирующих электронов с возбуждением элементарных состояний, которыми могут быть фононы поверхности и колебания адсорбированных молекул. Впервые такую возможность использования туннельных переходов обнаружили Жаклевич и Лэмб в 1966 г. при изучении планарных структур металл-окисел-металл [16]. Ими было правильно понято, что ступеньки, возникающие в спектре туннельной проводимости dI/dV , означают формирование дополнительных каналов туннелирования электронов с возбуждением соответствующих колебательных переходов в молекулах, попадающих в туннельный промежуток за счет остаточных загрязнений вакуума (10^{-6} Торр). Спектры $d^2I/dV^2(V)$ совпали с известными колебательными спектрами молекул в остаточном вакууме.

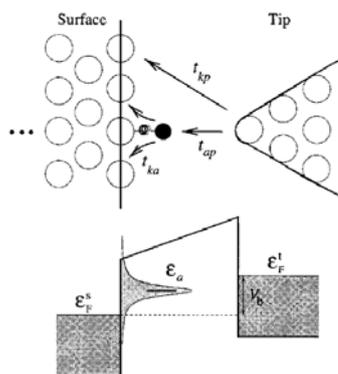


Рис.6. Схема неупругого туннелирования электронов с возбуждением колебания адсорбированной молекулы. Взято из [18].

Только в 1998 г. удалось реализовать измерение колебательных спектров отдельных молекул на поверхности с использованием СТМ [17].

Схема процесса неупругого туннелирования представлена на рис. 6. В настоящее время подобные исследования активно развиваются, хотя лидерство остается за лабораторией В. Хо (США). Проведены измерения для достаточно большого количества (более чем 15) многоатомных молекул и их дейтероаналогов, хотя в основном используется колебание связи С-Н. Указанные возможности СТМ позволяют идентифицировать результаты воздействия локального поля зонда СТМ, приводящие к диссоциации молекул [19], их вращению [20] и многое другое.

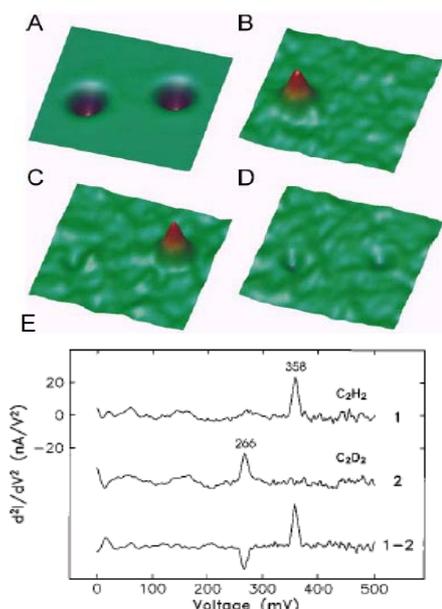


Рис.7. Молекулы C_2H_2 и C_2D_2 на поверхности $Cu(100)$. А) – СТМ-изображение C_2H_2 и C_2D_2 , записанное в режиме постоянного тока; В) – карта d^2I/dV^2 , полученная для энергии электронов 358 мэВ (С-Н связь); С)– карта d^2I/dV^2 , полученная при 266 мэВ (С-Д связь); D) – карта d^2I/dV^2 , полученная при 311 мэВ; Е)–спектры колебаний. Взято из [17].

В результате неупругого туннелирования электронов происходит возбуждение колебания молекулы, которое в определенных случаях может приводить к излучению света молекулой. Такое явление действительно наблюдается и позволяет проанализировать отдельные части сложных молекул с точки зрения их излучательной способности [21]. Характерная схема процесса показана на рис.8.

Заключение

Приведенные в данном кратком обзоре примеры использования СТМ как прецизионного спектрометра отражают огромный потенциал данного класса приборов. Безусловно, что в таком качестве СТМ можно использовать только в контролируемых условиях сверхвысокого и экстремально высокого вакуума (лучше 10^{-12} Торр). Более того, все приведенные выше результаты относятся к низкотемпературным условиям

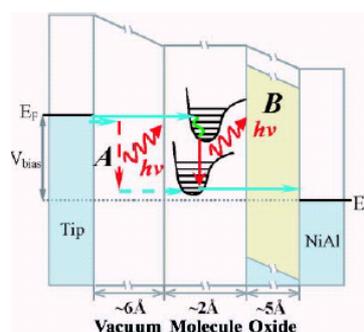


Рис.8. Схема рассеяния электронов при туннелировании через молекулу $ZnEtIol$, адсорбированную на окисленной поверхности $NiAl$. Два канала излучения: А- возбуждение плазмона при туннелировании электрона в основное состояние молекулы, В- испускание плазмона при релаксации возбуждения молекулы. Взято из [21].

эксперимента (5-30 К), в которых достигается высокая стабильность позиционирования иглы над поверхностью, стабильность химического и структурного состояния острия иглы СТМ, низкие шумы туннельного зазора и отсутствуют температурное уширение спектральных линий.

- [1] F. Besenbacher. Rep.Prog.Phys. **59**, 1737 (1996).
- [2] D. Drakova. Rep.Prog.Phys. **64**, 205 (2001).
- [3] N.D. Lang. Phys. Rev. B **34** 5947 (1986)
- [4] M.F. Crommle, C.P.Lutz, D.M. Eigler. Nature **363**, 524 (1993).
- [5] S.Crampin. J.El.Spectr.&Rel.Phenom. **109**, 51 (2000).
- [6] J.T.Li, W.D. Schneider, R.Berndt et al., Phys.Rev.Lett. **80**, 2893 (1998).
- [7] J.T.Li, W.D. Schneider, R.Berndt et al., Phys.Rev.Lett. **80**, 3332 (1998).
- [8] D.J. Hornbaker et al., Science **295**, 828 (2002)
- [9] В.Ю. Юров, А.Н. Климов, наст. сборник
- [10] D. Pierce. Phys. Scripta **38**, 291 (1988)/
- [11] R.Meservey, P.M. Tedrow. Phys.Rep. **238**, 183 (1994).
- [12] M. Julliere. Phys.Lett.A. **54**, 225 (1975)/
- [13] M. Bode. Rep.Prog.Phys. **66**, 523 (2003).
- [14] M. Bode et al., Phys.Rev. B **66**, 014425 (2002).
- [15] V.P. LaBella et al. Science **292**, 1518 (2001)
- [16] R.C. Jaklevic, J.Lambe. Phys.Rev.Lett. **17**, 1139 (1966)
- [17] B.C.Stipe, M.A. Resaei, W.Ho. Science **280**, 1732 (1998)
- [18] K. Stokbo. Phys.Rev. B **58**, 8038 (1998).
- [19] L.J. Lauhon, W.Ho. Phys.Rev.Lett. **84**, 1724 (2000)
- [20] B.C.Stipe, M.A. Resaei, W.Ho. Phys.Rev.Lett. **82**, 1724 (1999)
- [21] X.H.Qiu, G.V.Nazin, W.Ho. Science **299**, 542 (2003).

Исследование фотоэлектрических свойств гетероструктур GeSi/Si с самоорганизованными нанокластерами методом спектроскопии фотоЭДС на барьере полупроводник/электролит

Г.А. Максимов¹, З.Ф. Красильник², А.В. Новиков²,
Д.О. Филатов¹, М.В. Круглова¹

¹Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Научно – образовательный центр «Физика твердотельных наноструктур», пр-т Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия

E-mail: maximov@unn.ac.ru

²Институт физики микроструктур РАН, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, Россия

1. Введение

Структуры с нанокластерами GeSi/Si, получаемые методом самоорганизованного роста, являлись в последние годы объектами интенсивных исследований в физике и технологии полупроводников [1]. Интерес к подобным структурам связан с задачей создания интегральных оптоэлектронных устройств на базе традиционной кремниевой технологии: светодиодов, излучающих в практически важной области длин волн 1,3-2 μm , а в перспективе — лазерных структур [2]. Другое важное направление исследований – фотопроводимость GeSi структур в области длин волн 1-2 μm , связанное с расширением спектрального диапазона фотоприемников на основе Si в инфракрасную область [3].

Наиболее широко для исследования энергетического спектра полупроводниковых наноструктур используются оптические методы, среди которых наиболее развита спектроскопия фотолюминесценции (ФЛ) [4]. Однако для структур на основе GeSi/Si применение этого метода наталкивается на определенные трудности, связанные с непрямозонностью Ge и Si. Вероятность безызлучательной рекомбинации в них, как правило, много больше излучательной, поэтому для измерения ФЛ необходимы криогенные температуры, мощные лазеры, охлаждаемые фотодетекторы.

В данной работе для исследования энергетического спектра в островках GeSi/Si применялся метод спектроскопии фотоЭДС на барьере полупроводник/электролит (ФПЭ). Спектроскопия различных фотоэлектрических эффектов имеет ряд преимуществ в области диагностики полупроводниковых наноструктур: возможность проведения исследований при комнатной температуре, отсутствие необходимости в сильном фотовозбуждении. Для исследования фотоэлектрических свойств полупроводниковых наноструктур обычно выращивают p-i-n структуры с квантовыми ямами (КЯ) или квантовыми точками (КТ), встроенными в i-область, на основе которых делают меза-фотодиоды [3,5]. Это дорогой и сложный процесс, включающий многоступенчатую литографию, нанесение омических контактов и

т.д. Менее сложен процесс напыления металлических контактов Шоттки [6], однако создание барьеров Шоттки к Si достаточно сложно. Метод ФПЭ выгодно отличается своей простотой и экспрессностью: для создания качественного барьера Шоттки достаточно поместить образец в электролит. Ранее этот метод успешно применялся к гетероструктурам InGaP/GaAs с КЯ [7] и InAs/GaAs с КТ [8].

Метод спектроскопии ФПЭ широко применяется для исследования фотоэлектрических свойств однородных образцов Ge и Si, в частности, для определения длины диффузии неосновных носителей (метод постоянного фотоотклика) [9]. В данной работе метод ФПЭ впервые применен для исследования гетероструктур GeSi/Si.

2. Методика эксперимента

Гетероструктуры с нанокластерами GeSi/Si (001). были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке Balzers. Для исследования связи морфологии и энергетического спектра гетероструктур применялся стандартный подход, обычно используемый для решения подобных задач - выращивание трех серий образцов – спутников с островками на поверхности для исследования морфологии методом атомно-силовой микроскопии (АСМ); вторая – с островками, выращенными в тех же условиях на высокоомных подложках Si марки КДБ-12, выращенными покровным слоем Si, для исследования спектров ФЛ и третья, выращенная на подложках p-Si марки КДБ-0,2 – для исследования спектров ФПЭ. Буферный слой p-Si толщиной 0,2- μm специально не легировался, фоновая концентрация дырок была $\sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Номинальная толщина Ge варьировалась в пределах 2,2 - 20 монослоев (МС). Температура подложки составляла 550 и 700°C. Толщина покровного слоя Si составляла 40 нм. Параметры технологического процесса выращивания образцов (температура роста T_g и номинальная толщина Ge d_{Ge}) приведены в табл.1. В качестве образца для сравнения использовался эпитаксиальный слой (ЭС) p-Si, специально нелегированный, толщиной 0,2 μm . Для исследования геометрических характеристик островков GeSi/Si

Таблица 1. Параметры процесса роста и морфологии гетероструктур GeSi/Si

№ образца	Тип образца	T_g , °C	d_{Ge} , MC (нм)	D , нм	H , нм	N_s , см ⁻²
1	Эпитаксиальный слой Si	550	0	-	-	-
2	Квантовая яма Ge	550	2,2(0,3)	-	-	-
3	Смачивающий слой Ge	550	5,0(0,7)	-	-	-
4	Хат-кластеры Ge	550	7,2(1,0)	30	1,5	$4 \cdot 10^{10}$
5	Дом-кластеры GeSi	700	8,0(1,1)	150	18	$1,9 \cdot 10^9$
6	Дом-кластеры GeSi	700	10(1,4)	130	20	$6,2 \cdot 10^8$
7	Дислоцированные кластеры GeSi	550	10,3(1,45)	120	10,5	$5,2 \cdot 10^9$
8	Дислоцированные кластеры GeSi	550	11(1,55)	155	13	$6,4 \cdot 10^9$
9	Дислоцированные кластеры GeSi	550	20(2,8)	208	22	$1,6 \cdot 10^9$

использовался АСМ TopoMetrix® TMX-2100 Asigex™ в контактном режиме. Состав островков определялся методами рентгенодифракционного анализа и спектроскопией комбинационного рассеяния света [10]. Спектры ФЛ записывались с помощью фурье-спектрометра BOMEM DA3.36. Для возбуждения ФЛ использовался Ag⁺ лазер (линия 514,5 нм). Спектры ФЛ регистрировались с использованием охлаждаемых Ge и InSb детекторов.

Спектры ФПЭ измерялись в жидкостной ячейке при 300К. Со стороны подложки к образцу делался омический контакт из Al вжиганием искровым разрядом. Электродом сравнения служила Pt проволока. Фотовозбуждение осуществлялось как со стороны ЭС, через электролит, так и со стороны подложки. Последний режим использовался, чтобы избежать искажения спектров вследствие поглощения света в электролите. В качестве электролита использовался 0,1М водный раствор (NH₄F)₂NF. Высота барьера, по данным C-V-измерений равнялась ≈0,15 В.

Спектры ФПЭ измерялись по стандартной селективной методике. Источником монохроматического фотовозбуждения служил решеточный монохроматор МДР-2 с галогеновой лампой мощностью 130 Вт. Интенсивность возбуждения при длине волны 1 μm равнялась $2,5 \cdot 10^{14}$ квантов см⁻²с⁻¹. Частота модуляции составляла 180 Гц. Измерялась спектральная зависимость малосигнальной фотоЭДС холостого хода $V_{ph}(h\nu)$, которая нормировалась на спектр интенсивности возбуждения $L(h\nu)$, получая, таким образом, спектр fotocувствительности (ФЧ) $S(h\nu) = V_{ph}(h\nu)/L(h\nu)$.

3. Результаты и обсуждение

На рис.1 приведены АСМ-изображения поверхностных наноструктур GeSi/Si с различной номинальной толщиной Ge d_{Ge} . На рис.1а приведено АСМ-изображение поверхности слоя Ge толщиной 5 MC (7,5 нм). Эта толщина соответствует критической толщине, при которой происходит срыв двумерного роста и начинается рост трехмерных кластеров [11]. При увеличении d_{Ge} до 7,2 MC (1,0 нм) наблюдается образование упорядоченной “паркетной” структуры хат-

кластеров, вытянутых в направлениях {100} (рис.1б). Закругленная форма кластеров объясняется эффектом конволюции вследствие конечного радиуса закругления АСМ зонда [12].

На поверхности образцов, выращенных при 700°C, при d_{Ge} 10 MC (1,4 нм) наблюдаются однородные дом-кластеры. При дальнейшем увеличении d_{Ge} размер кластеров растет, они начинают сливаться между собой, образуя неровную поверхность (рис.1з). Геометрические параметры поверхностных наноструктур (средняя высота H , латеральные размеры D и поверхностная плотность N_s) приведены в табл.1.

На рис.2 приведены спектры ФПЭ (300К) структур GeSi/Si с заросшими КЯ Ge (кривые 2 и 3) и островками (кривые 4 - 9), а также ЭС Si (кривая 1). В спектрах ФПЭ структур с Ge КЯ и островками в области $h\nu < E_g(\text{Si})$ наблюдаются полосы ФЧ, связанные с оптическими переходами между состояниями в валентной зоне в КЯ Ge и в островках GeSi и зоной проводимости в окружающем материале (Si).

Для анализа формы края спектра ФЧ, связанной с нанокластерами GeSi и определения энергии основных переходов в них в данной работе применялся следующий подход. Спектр ФЧ объемного кремния вблизи края собственного поглощения Si может быть записан как [9]

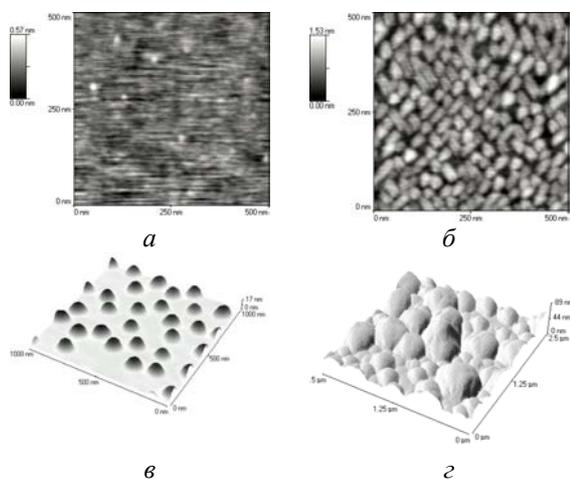


Рис.1. АСМ-изображение гетероструктур GeSi/Si. d_{Ge} , MC (нм): а – 5(7,5); б – 7,2(1,0); в – 10(1,4); з – 20(2,8). T_g , °C: а, б, з – 550; в – 700.

$$S(h\nu) \sim \frac{\alpha(h\nu)L_n}{1 + \alpha(h\nu)L_n} \quad (1)$$

где L_n - длина диффузии неосновных носителей (электронов). Это связано с тем, что коэффициент поглощения Si вблизи края мал. При $h\nu \gg E_g(\text{Si})$ все излучение поглощается вблизи поверхности в ОПЗ барьера полупроводник/электролит (рис.3, кривая 1). При $h\nu \sim E_g(\text{Si})$ значительная часть света поглощается за пределами ОПЗ (рис.3, кривая 2). В этом случае значительную роль в механизме фотоЭДС играют процессы диффузии неосновных носителей из квазинейтральной области, где они генерируются, к барьеру.

При поглощении в тонком слое GeSi, встроенном в ОПЗ, носители генерируются в этом слое, который можно рассматривать как δ -образный источник электронно-дырочных пар. При этом процесс диффузии неосновных носителей к барьеру отсутствует, и можно считать $S(h\nu) \sim \alpha(h\nu)$. Это дает возможность применить методику анализа края спектров собственного поглощения Si и Ge к анализу спектров ФЧ структур GeSi/Si. Для непрямых переходов с участием фононов [13]:

$$\alpha(h\nu) \sim (h\nu - E_g + \hbar\Omega)^2 \quad (2)$$

где $\hbar\Omega$ - энергия фонона. В координатах $\alpha^{1/2}(h\nu)$ эта зависимость представляет собой две прямые, пересекающие ось абсцисс в точках $E_g \pm \hbar\Omega$.

На рис.4 приведен участок спектра ФПЭ образца №5 с дом-кластерами GeSi в спрямляющих координатах $S^{1/2}(h\nu)$. В соответствии с вышеизложенным, спектр ФПЭ представляет собой две прямые, что соответствует непрямым оптическим фононным переходам. Энергия фононов $\hbar\Omega = (59 \pm 10)$ мэВ, что близко к энергии ТО фонона в Si (60.8 мэВ). Отметим, что край ФЧ ЭС Si не спрямляется в координатах $S^{1/2}(h\nu)$.

В табл.2 приведены результаты анализа спектров ФПЭ, приведенных на рис.2, а также

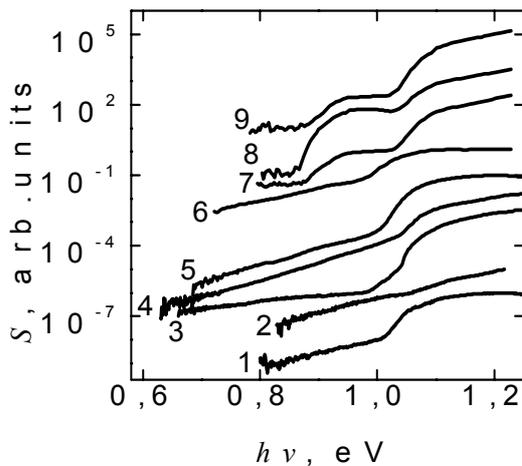


Рис.2. Спектры ФПЭ (300К) ЭС Si (1) и гетероструктур GeSi/Si (2 -10). Номинальная толщина слоя Ge d_{Ge} , МС (нм): 1 - 0, 2 - 5,0 (0,7), 3 - 2,2 (0,3), 4 - 7,1 (1,0), 5 - 8,0 (1,1), 6 - 10 (1,4) ML, 7 - 10,3 (1,45), 8 - 11,0 (1,55), 9 - 20 (2,8).

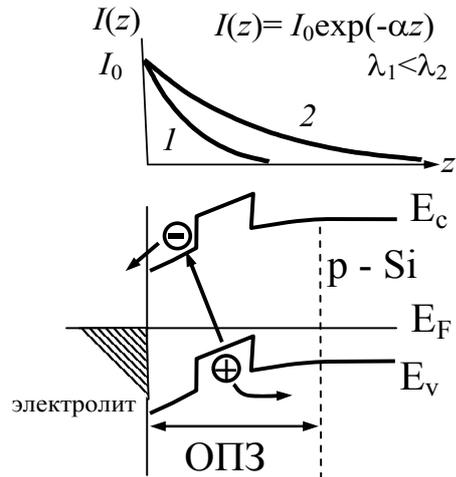


Рис.3. Зонная диаграмма барьера полупроводник/электролит к гетероструктуре GeSi/Si p-типа и схема механизма ФПЭ в этих структурах.

результаты спектроскопии ФЛ при 77К и расчетные значения энергий основного перехода в слоях GeSi при 300К. Положение максимума пика ФЛ от островков при увеличении температуры измерения с 77 К до 300К практически не изменяется. Для расчетов использовалась модель напряженного $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ слоя в Si (001) с учетом упругих напряжений и размерного квантования [14].

При расчете спектра образцов 5 и 6 эффектом размерного квантования в островках GeSi пренебрегали, поскольку островки имели достаточно большие размеры. Положение пика ФЛ от островков при $d_{\text{Ge}} > 6$ МС слабо зависит от d_{Ge} , что оправдывает данное предположение. Исследование состава дом-островков методами рентгенодифракционного анализа и спектроскопией комбинационного рассеяния света [10] показали, что дом-кластеры состоят из твердого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$, с $x \approx 0,4$. Это объясняется диффузией Si из подложки в объем кластера в процессе роста, что в свою очередь способствует релаксации упругих напряжений и, соответственно, понижению свободной энергии в системе кластер-подложка.

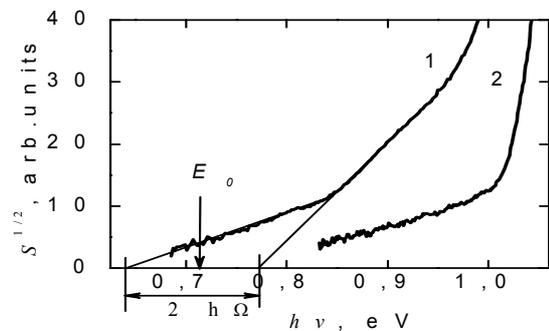


Рис.4. Край спектра ФПЭ (300К) гетероструктуры GeSi с дом-кластерами (1) и слоя Si (2) в спрямляющих координатах $S^{1/2}(h\nu)$.

Таблица 2. Параметры энергетического спектра гетероструктур GeSi/Si:

№ образца	Тип образца	d_{Ge} , МС (нм)	x	E_0 , эВ (расчет) 300К	E_0 , эВ (ФПЭ) 300К	E_0 , эВ (ФЛ) 77К	$\hbar\Omega$, мэВ
2	Квантовая яма Ge	2,2(0,3)	1	1,04	1,02	1,01	27
3	Смачивающий слой Ge	5,0(0,7)	1	0,85	0,86	-	67
4	Хат-кластеры Ge	7,2(1,0)	0,8	0,59	0,59	0,73	53
5	Дом-островки GeSi	8,0(1,1)	0,4	0,77	0,71	0,79	59
6	Дом-островки GeSi	10(1,4)	0,4	0,77	0,66	0,79	65

В спектре ФПЭ образца №2 с КЯ Ge толщиной 2,2 МС (рис.2, кривая 3) наблюдаются 2 полосы с энергиями края 1,01 эВ и 0,98 эВ. Они могут быть связаны с бесфононным и фононным переходами в слое Ge. Соответствующая энергия фонона составляет 28 мэВ, что близко к энергии ТО фонона в Ge (36 мэВ). В спектрах ФЛ (77К) наблюдаются бесфононный (1,07эВ) и ТО (1,01 эВ) пики от слоя Ge. В образцах 3-6 наблюдается полоса ФПЭ с двойным краем, что указывает на переходы с поглощением и испусканием фононов. Энергетическое положение края полос ФПЭ удовлетворительно согласуется с положением пиков ФЛ и с расчетными значениями энергий основного перехода в слоях GeSi. Край полосы закономерно смещается в длинноволновую область с увеличением d_{Ge} .

Спектры ФПЭ образцов 7-9, где значение $d_{Ge} > 10$ МС, существенно отличаются по своей форме от спектров ФПЭ структур с меньшими значениями d_{Ge} . Они имеют ступенчатую форму, значение энергии края этой полосы ($\approx 0,85$ эВ) практически не зависит от d_{Ge} . Эта полоса может быть связана с дислокациями, концентрация которых возрастает с ростом d_{Ge} после превышения последней значения ≈ 10 МС. В [6] исследовались спектры фототока короткого замыкания барьеров Шоттки к гетероструктурам GeSi/Si с квантовыми ямами, отмечалось, что при превышении КЯ критической толщины образования дислокаций, дислокационная фоточувствительность начинает доминировать в спектре фототока, маскируя ФЧ, связанную с переходами в КЯ.

4. Заключение

Методом спектроскопии фотоЭДС на барьере полупроводник/электролит (ФПЭ) при 300К исследованы фотоэлектрические свойства гетероструктур GeSi/Si (001) с квантовыми ямами (КЯ) и самоорганизованными островками. В спектрах ФПЭ наблюдаются полосы фоточувствительности в области энергий, меньших ширины запрещенной зоны Si, связанные с фононными оптическими переходами из состояний валентной зоны в слоях GeSi в зону проводимости материала, окружающего островки (Si). Предложена методика анализа спектров ФПЭ гетероструктур GeSi/Si и определения из спектров ФПЭ значений энергий края полосы фоточувствительности и энергии фононов. Полученные значения энергий перехо-

дов согласуются с результатами спектроскопии фотолюминесценции и с расчетными энергиями переходов в нанокластерах и КЯ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (03-02-17085), Министерства образования и науки РФ (Е02-3.4-238 и А04-2.9-550) и Российско-американской программы BRNE (REC-NN-001).

- [1] Pavesi, L., J. Phys.: Condens. Matt. **15**, R1169 (2003).
- [2] Красильник, З.Ф., Новиков, А.В., УФН **170**, 3 (2000).
- [3] Abstreiter, G., Schittenhelmy, P., Engely, C., Silveiray, E., Zrennery, A., Meertensz, D., Jagerz, W., Semicond. Sci Technol. **11**, 1525 (1996).
- [4] Weisbuch, C., Vinter, B., Quantum semiconductor structures. Fundamentals and applications. New York: Academic Press, 1991.
- [5] Yakimov, A.I., Dvurechenskii, A.V., Proskuryakov, Yu.Yu., Nikiforov, A.I., Pchelyakov, O.P., Teys, S.A., Gutakovskii, A.K., Appl. Phys. Lett. Vol. **75**, 10 (1999).
- [6] Wang, J., Gong, D., Lu, F., Sun, H., Wang, X., Appl. Phys. Lett. **66**, 1782 (1995).
- [7] He, X., Raseghi, M., Appl. Phys. Lett. **62**, 618 (1993).
- [8] Karpovich, S.B., Levichev, S.V., Morozov, B.N., Zvonkov, D.I., Filatov, A.O., Gorshkov, A.P., Ermakov, A.Yu., Nanotechnology **13**, 445 (2002).
- [9] Павлов, Л.П., Методы определения основных параметров полупроводниковых материалов. М.: Высшая школа, 1975.
- [10] Востоков, Н.В., Гусев, С.А., Долгов, И.В., Дроздов, Ю.Н., Красильник, З.Ф., Лобанов, Д.Н., Молдавская, Л.Д., Новиков, А.В., Постников, В.В., Филатов, Д.О., ФТП **34**, 8 (2000).
- [11] Novikov, A.V., Vostokov, N.V., Krasilnik, Z.F., Lobanov, D.N., Postnikov, V.V., Filatov, D.O., Dolgov, I.V., Drozdov, Yu.N., Moldavskaya, L.D., J.Cryst.Growth **209**, 302 (2000).
- [12] Овчинников, Д.В., Бухараев, А.А., ЖТФ **71**, 8 (2001).
- [13] Грибковский, В.П., Теория поглощения и испускания света в полупроводниках. Минск: Наука и техника, 1975.
- [14] Алешкин, В.Я., Бекин, Н.А., ФТП **31**, 171, (1997).

Терагерцовая люминесценция гетероструктур Si/GeSi n-типа при внутризонном оптическом возбуждении

В. Н. Шастин¹, Н. А. Бекин¹, Р. Х. Жукавин¹, К. А. Ковалевский¹,
С. Г. Павлов^{1,2}, Н. Н. Radamson³, Н.-W. Hübers²

¹ Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

² Institute of Planetary Research, German Aerospace Center (DLR), Rutherfordstr. 2, D-12489 Berlin, Germany

³ Royal Institute of Technology, Materials and Semiconductor Physics,

Electrum 229 SE-16440 Kista-Stockholm, Sweden

e-mail: shastin@ipm.sci-nnov.ru

Введение. После получения терагерцовой лазерной генерации при оптическом возбуждении мелких доноров в объемном кремнии [1], а также успехов в продвижении в длинноволновый инфракрасный диапазон квантовых каскадных лазеров [2], актуальной проблемой становится замена оптической накачки электрической. Одним из подходов к достижению эффектов усиления ТГц излучения в полупроводниках является формирование инверсии населенности по состояниям примесных центров, заселяемых за счет эффектов туннелирования при вертикальном транспорте в кремний-германиевых сверхрешетках. В рамках этой задачи необходимо, в частности, выяснить, как повлияют встроенная деформация активных периодов сверхрешетки и эффекты размерного квантования на возможность формирования инвертированных распределений электронов по донорным состояниям. Данная работа касается исследования влияния встроенной деформации. Эффекты размерного квантования на первом этапе исследований мы постарались минимизировать, для чего исследуемые гетероструктуры (001) Si/GeSi были выращены с толстыми слоями. Оптическое возбуждение примесных центров в гетероструктурах излучением CO₂ лазера (9.2-10.6 мкм) позволило качественно проанализировать излучательную эффективность центров в структурах с различными способами селективного легирования (фосфором).

Эксперимент. Структуры были выращены на (100) 500 мкм - подложках нелегированного кремния (удельное сопротивление 200 Ом·см) с остаточной примесью дырочного типа. Сверхрешетки содержали 49 периодов, состоящих из «квантовых» ям Si (10 нм), и барьеров Ge_{1-x}Si_x (20 нм), выращенных на релаксированном (недеформированном) буфере Ge_{1-y}Si_y. Параметры структур приведены в таблице. Структуры с однотипным композиционным составом отличались расположением областей селективного

легирования внутри активного периода: слои толщиной 3-4 нм легировались с концентрацией фосфора 10¹⁷ см³ либо в центре квантовых ям, либо в барьерах на расстоянии 3 нм (симметрично) от границ квантовых ям. Образцы с поперечными размерами 5×7 мм² были вырезаны из изготовленных подложек со структурами так, что длинная сторона была вдоль направления [110].

Пачка, составленная из 10 однотипных образцов для увеличения сигнала, погружалась в жидкий гелий, а излучение накачки падало нормально к плоскости слоев гетероструктур. Спонтанное излучение с торцов гетероструктур, прошедшее через сапфировый фильтр, который использовался для блокировки излучения CO₂ лазера, детектировалось Ge:Ga фотоприемником. Использование фильтра обрезает полосу чувствительности приемника до диапазона длин волн 40-200 мкм (1.5-7.5 ТГц). Зависимость

Таблица. Параметры образцов Si/Ge_{1-x}Si_x. y – содержание кремния в буфере, на котором псевдоморфно выращена гетероструктура.

№ образца	x	y	Способ легирования
4a	0.96	0.96	квантовая яма
4b	0.96	0.96	барьер
4c	0.96	0.96	нелегирован
6a	0.92	0.94	квантовая яма
6b	0.92	0.94	барьер
6c	0.92	0.94	нелегирован

сигнала на Ge:Ga фотоприемнике от интенсивности накачки для образцов №№4a-4c показана на рис. 1. Излучение из номинально нелегированных образцов значительно слабее, чем из легированных, что позволяет связать излучение с наличием примесных центров в активной гетероструктуре. Зависимость интенсивности терагерцового излучения от мощности накачки для гетероструктур с легированными барьерами была близка к линейной, а для структур с легированными квантовыми ямами имела явно выраженный

суперлинейный характер. Кроме того, в последнем случае интенсивность люминесценции была наибольшей. Таким образом, суперлинейная зависимость наблюдалась только для образцов с легированными квантовыми ямами. Однако, как оказалось, положение областей легирования в активном периоде является не единственным важным фактором, определяющим характер данной зависимости. Так, для образцов №№6а-6с (и в том числе для образца №6а с легированными квантовыми ямами) была зарегистрирована только линейная зависимость ТГц излучения от мощности накачки. Заметим, что на образцах 6-й серии максимальное излучение наблюдалась из структур с легированными квантовыми ямами, также как и для образцов 4-й серии.

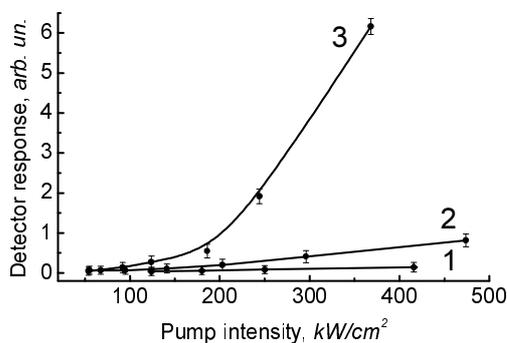


Рис. 1. Зависимость интенсивности излучения гетероструктур Si/SiGe от мощности оптической накачки для образцов №4с (линия 1), №4b (линия 2) и №4а (линия 3).

Теория и обсуждение эксперимента.

Поскольку постоянные решетки кремния и германия различны, то в гетероструктурах Si/GeSi по меньшей мере один из слоев должен быть напряженным. Для гетероструктур, выращенных на плоскости подложки (001), встроенная деформация приводит к расщеплению шестикратно вырожденных Δ -минимумов зоны проводимости на двукратно вырожденные минимумы (2Δ), квазиимпульсы которых ориентированы вдоль направлений $[001]$ и $[00\bar{1}]$, и на четырехкратно вырожденные минимумы (4Δ), с квазиимпульсами в плоскости (001).

По характеру встроенной деформации в активном периоде исследованные гетероструктуры можно разделить на два типа. В одних гетероструктурах (образцы №№6а-6с) деформированы как барьерные слои, так и квантовые ямы, а в других – только квантовые ямы (образцы №№4а-4с). Для фиксированного композиционного состава активных периодов величина и знак деформации квантовых ям и барьеров определяется составом буфера, на котором псевдоморфно выращена

гетероструктура. На рис. 2 показаны зонные диаграммы исследованных гетероструктур. Для расчетов энергий минимумов долин использовалась модель [3]. Содержание германия в буфере образцов №№6а-6с (6%) меньше, чем в барьерах (8%), но больше чем в квантовых ямах (0%), поэтому знаки деформации барьеров и квантовых ям противоположны. Это отражается на расщеплении Δ -минимумов: в квантовых ямах 2Δ -минимумы ниже, чем 4Δ -минимумы, а в барьерах – наоборот. Для образцов №№4а-4с композиционный состав буфера и барьерных слоев идентичен, поэтому барьеры остаются недеформированными, и, следовательно, вырождение минимумов зоны проводимости не снимается. Кроме того, в образцах №№6а-6с

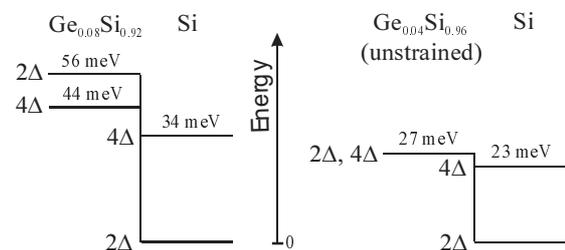


Рис. 2. Зонная диаграмма активного периода сверхрешетки: слева – для образцов №№6а-6с, справа – для образцов №№4а-4с.

глубина квантовой ямы, а также расщепление Δ -долин в кремниевых слоях примерно в полтора раза больше, чем для образцов №№4а-4с.

Ограничимся рассмотрением случая, когда доноры фосфора расположены в центре квантовых ям, поскольку, как это следует из экспериментальных данных, он является ключевым для объяснения различия типов зависимости на рис. 1. Характерный масштаб локализации волновой функции основного состояния мелких доноров в объемном кремнии не превышает 2.5 нм [4], поэтому для слоев кремния толщиной 10 нм, как в исследованных гетероструктурах, влиянием эффектов размерного квантования на $1s$ состояния доноров можно с удовлетворительной точностью пренебречь. Более существенна модификация этих состояний благодаря встроенной деформации слоев. Расщепления уровней доноров и зависимости энергий от деформации в направлении $[001]$ исследовались в работе [5]. Совместное действие короткодействующего потенциала ячейки и деформации приводит к смешиванию основного состояния ($1s(A_1)$ в кристалле кубической симметрии) с одним из состояний дублета ($1s(E)$). Это приводит к

нелинейной зависимости энергий этих состояний от деформации. На примере доноров фосфора это иллюстрирует рис. 3. Остальные состояния не смешиваются, хотя их уровни расщепляются, жестко следуя за 2Δ- и 4Δ-долинами. На рисунке показаны также уровни возбужденных состояний, соответствующие главному квантовому числу $n = 2$ (без учета влияния потенциала ячейки). Для исследованных образцов, локализованными остаются только такие возбужденные состояния с $n > 1$, которые сформированы 2Δ-долинами, в то время как состояния, привязанные к 4Δ-долинам, являются резонансными (на рисунке не показаны).

При деформации сжатия вдоль направления [001] нижними по энергии оказываются основное состояние, возникшее из синглета $1s(A_1)$, и одно из состояний триплетта $1s(T_2)$, сформированное 2Δ-долинами. В пределе больших деформаций основное состояние также полностью формируется 2Δ-долинами, однако при малых деформациях имеет место эффект "перезаселения" долин для смешивающихся между собой основного состояния и соответствующего состояния дублета [4]. Этот эффект существенен, когда энергия расщепления Δ-долин меньше или сравнима с разностью энергий дублета и основного состояния в кубическом кристалле (13 мэВ для доноров фосфора). Энергия расщепления Δ-долин в слоях кремния в исследованных гетероструктурах составляет 22.8 мэВ (образец №4а) и 34.3 мэВ (образец №6а), поэтому перезаселение долин для доноров в кремниевых слоях практически завершено: основное состояние сформировано 2Δ-долинами на 92% и 96%, соответственно, для образцов №4а и №6а.

Два нижних уровня для гетероструктур обоих типов отделены от группы возбужденных состояний сравнительно большим энергетическим промежутком. Самые нижние по энергии состояния из этой группы имеют существенно разную природу для гетероструктур №4а и №6а. Во-первых, состояния отличаются по главному квантовому числу (1 и 2, соответственно, для гетероструктур №4а и №6а), во-вторых, - по четности (s и p типа). Наконец, они отличаются по принадлежности к долинам разного типа: для гетероструктуры №4а они сформированы 4Δ-долинами, а для гетероструктуры №6а - 2Δ-долинами (также как и все состояния с главным квантовым числом большим единицы). Порядок расположения и энергии уровней в группе возбужденных состояний также заметно различаются. Все вышеперечисленное должно приводить к заметному различию процессов релаксации неравновесных электронов с участием акустических (как внутридолинных, так и междолинных g- и f-фононов), а также процессов излучательной рекомбинации для указанных двух типов гетероструктур. Следует иметь в

виду, однако, что для возбужденных состояний использованное приближение объемного полупроводника работает хуже, чем для $1s$ состояний, поэтому энергии уровней и их порядок в группе возбужденных состояний в реальных гетероструктурах могут быть иными. Все это затрудняет понимание релаксационных

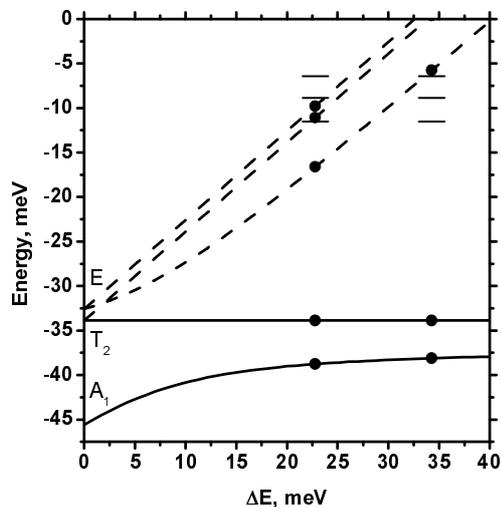


Рис. 3. Зависимость энергии уровней донора (P) от сжатия объемного кремния в направлении [001] ($\Delta E = \Xi_u |(\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx})|$ - энергия расщепления Δ-долин). Энергия отсчитывается от минимумов 2Δ-долин. На оси ординат обозначены неприводимые представления для $1s$ уровней, соответствующие кубическому кристаллу ($\Delta E = 0$): A_1 - синглет, T_2 - триплет, E - дублет. Сплошными линиями показаны уровни, принадлежащие 2Δ-долинам, а пунктиром - соответствующие 4Δ-долинам. Кружками отмечены положения уровней для исследованных гетероструктур: $\Delta E = 22.8$ мэВ - образец №4а, $\Delta E = 34.3$ мэВ - образец №6а. Черточками отмечены возбужденные уровни, соответствующие главному квантовому числу $n = 2$: $2p_0$, $2s$ и $2p_{\pm}$ в порядке возрастания энергии.

процессов, играющих ключевую роль в формировании неравновесной функции распределения, и количественный анализ этих процессов является предметом дальнейших исследований.

Тем не менее, предварительный анализ экспериментальных данных можно сделать уже сейчас. Так, суперлинейная зависимость интенсивности ТГц излучения от плотности мощности накачки образца №4а свидетельствует об эффекте усиления. Такой эффект может быть связан как с оптическими переходами из 2D континуума 2Δ-долин (энергия кванта $\hbar\omega = 35 \div 40$ мэВ), так и из связанных с этими

долинами состояний p-типа ($\hbar\omega = 24 ; 28$ мэВ) на основное или отщепленное $1s$ состояния (рис. 3). Вариант с усилением на переходах $2p_0 \rightarrow 1s(T_2)$ (мы пользуемся теми же обозначениями состояний, как и для их прототипов в недеформированном кремнии) представляется предпочтительным из-за большего матричного элемента оптических переходов и большей заселенности $2p_0$ состояния. По-видимому, неизбежное концентрационное уширение $2p_0$ состояния и связанное с этим уменьшение сечения усиления на переходах $2p_0 \rightarrow 1s(T_2)$ не столь велико, чтобы поглощение на переходах $2p_0 \rightarrow 2D$ превалировало в структурах 4-й серии. Отсутствие эффекта усиления в структурах 6-й серии может свидетельствовать о том, что дополнительная неоднородность, связанная с деформацией барьеров, приводит к дополнительному уширению $2p_0$ состояний, и тогда поглощение на переходах $2p_0 \rightarrow 2D$ доминирует. Полученный результат оставляет надежду реализовать квантово-каскадный лазер на внутрицентровых переходах мелких доноров в гетероструктурах Si/SiGe с селективным легированием квантовых ям. Конечно, для целей усиления могут быть использованы и переходы из $2D$ континуума, но соответствующие сечения должны быть меньше.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 03-02-16775). С. Павлов выражает благодарность за поддержку через *Forschungsstipendium von die Deutsche Forschungsgemeinschaft*.

- [1] S. G. Pavlov, H.-W. Hübers, E. E. Orlova, R. Kh. Zhukavin, V. N. Shastin, *Semicond. Sci. Technol.*, **19**, S465 (2004).
- [2] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. A. Ritchie, R. C. Iotti, F. Rossi, *Nature*, **417**, 156 (2002).
- [3] C.G. Van de Walle, *Phys. Rev. B*, **39**, 1871 (1989).
- [4] W. Kohn and J. M. Luttinger, *Phys. Rev.*, **98**, 915 (1955).
- [5] D. K. Wilson, G. Feher, *Phys. Rev.*, **124**, 1068 (1961).

Nonlinear optics of semiconductor nanostructures and intracavity mixing of laser modes: progress in theory and recent experiments

V.Ya.Aleshkin¹, A.A.Afonenko², A.A.Belyanin³, A.A.Biryukov³,
A.A.Dubinov¹, V.V.Kocharovskiy^{3,4}, VI.V.Kocharovskiy⁴, S.V.Morozov¹,
S.M.Nekorkin⁵, M.O.Scully^{3,6}, B.N.Zvonkov⁵, N.B.Zvonkov⁵

¹ Institute for Physics of Microstructures RAS, Nizhny Novgorod, Russia

² Belorussia State University, Minsk, Belorussia

³ Institute for Quantum Studies and Department of Physics, Texas A&M University, College Station, USA

⁴ Institute of Applied Physics RAS, Nizhny Novgorod, Russia

⁵ Research Physical-Technical Institute of the N. Novgorod State University, Nizhny Novgorod, Russia

⁶ Department of Chemistry, Princeton University, Princeton, USA

Recent theoretical and experimental results in nonlinear optics of semiconductor nanostructures and intracavity mixing of laser modes are reviewed.

We begin with fundamentals of the bulk and electronic nonlinearities in nanostructures of various dimensions, bearing in mind a wide (from visible to THz) frequency range of interband and intersubband transitions (see, e.g., [1, 2]). In particular, we pay attention to the effect of the phonon resonance in the bulk nonlinearity and to the physics of the semiconductor optical Bloch equations describing the electronic nonlinearity.

Then we discuss the principle results and possible applications of the long-term investigations of the nonlinear optical processes owing to the femtosecond laser excitation of semiconductor nanostructures, including:

- 1) four-wave mixing in various geometries and for both transparency and strong absorption frequency ranges;
- 2) difference-frequency mixing (optical rectification) in asymmetric quantum wells, in superlattices, and in the bulk and at the surface of semiconductors;
- 3) superfluorescence and superradiance in the continuous-wave and discrete mode regimes; etc.

The main part of the talk is devoted to the resonance second-order nonlinear phenomena, when one or two intracavity self-generated pumping fields may be used and external laser pumping is not necessary [3 – 20]. A comparative analysis of the implemented and newly suggested schemes for the difference- and sum-frequency, second-harmonic, and parametric generation is presented. In particular, we discuss nonlinear photonic crystals and true- and quasi-phase-matching via the mode dispersion in waveguides and the voltage control in stepped or double quantum wells. Also, we analyze the use of the longitudinal, transverse, and 2D (metal or dielectric) gratings in the surface-emitting semiconductor devices.

Finally, we present important details of the most promising schemes of nonlinear-mixing lasers (NML), which may be used for the sum-, double- and difference-frequency generation in a wide

infrared range. The intracavity nonlinear mixing has been already demonstrated using quantum cascade lasers as well as butt-joint lasers. These experiments clearly show prospects of the intracavity nonlinear mixing in semiconductor injection lasers. Employing intracavity optical pump fields provides the possibility of injection current pumping and removes many problems associated with an external optical pump (beam overlap, drive absorption, spatial inhomogeneity) that were encountered in previous works on nonlinear optics in semiconductors. Moreover, when the optical pump is intracavity generated, the completely resonant nonlinear interaction becomes possible, in which all fields are resonant to corresponding interband or intersubband transitions in coupled quantum wells.

Mid/far-infrared NMLs incorporate three basic ideas:

- (a) dual-wavelength generation of two near-infrared (in the interband lasers) or mid-infrared (in the quantum cascade lasers) modes;
- (b) difference-frequency generation of mid/far-infrared radiation in the 3-200 μm range due to mixing of the above lasing fields in the same laser cavity that provides also wide tunability of the mid/far-infrared signal through small shift of the lasing frequencies;
- (c) phase-matched waveguide design maximizing both the confinement factors and the nonlinear optical overlap of all three interacting field modes.

The interband NMLs are based on the robust and well-established standard diode-laser fabrication technology and expected to have a low threshold current density, which enables stable continuous-wave widely-tunable room-temperature operation. The intersubband NMLs are based on the well-developed and rapidly progressing technology of quantum cascade lasers and also hold promise for wide applications.

The NMLs can be implemented both in the interband lasers (diode-type lasers) and intersubband lasers (quantum cascade lasers). The former, include, e.g.,

(i) Interband Cascade Lasers (or Tunnel-Junction Lasers) with two vertically stacked active regions and a very thin p/n tunnel junction in between that enables current flow through each of two active regions in series,

(ii) Transistor Lasers with a three-terminal electrical scheme that ensures independent pumping and control of each of two mixing optical (near-infrared) fields,

(iii) Butt-Joint Lasers with two butt-joined laser diodes, which are optically coupled but injection pumped separately,

(iv) Surface-Emitting Grating-Outcoupled Lasers with the hybrid-emitting design, where the difference-frequency mid/far-infrared signal is surface-emitted by means of a dielectric or metal grating, while the dual-wavelength near-infrared or mid-infrared lasing proceeds in a standard edge-emitting geometry, e.g., in the above-mentioned schemes (i) – (iii),

(v) Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers with double distributed Bragg mirrors, which enable dual-wavelength operation due to presence of two kinds of quantum wells, etc.

For any NML, it is important that difference-frequency generation naturally provides a possibility for relatively wide tunability of the mid/far-infrared signal since even small frequency shift of one lasing field relative to another lasing field results in a large relative shift of the difference frequency. In particular, it opens prospects for mastering the terahertz frequency range on the basis of a standard heterolaser technology, which guarantees high compactness, reliability, continuous-wave room-temperature operation, and low threshold injection current pumping.

We conclude with numerous possible applications of NMLs and open problems in physics and technology they pose.

[1] Nonlinear Optics in Semiconductors I, II. /Eds. E.Garmire, A.Kost. In *Semiconductors and Semimetals*, vv. 58, 59, Academic Press (San Diego ... Toronto) 1999.

[2] Intersubband Transitions in Quantum Wells, Physics and Device Applications I, II. /Eds. H.C.Liu, F.Capasso. In *Semiconductors and Semimetals*, vv. 62, 66, Academic Press (San Diego ... Toronto) 2000.

[3] A.A.Belyanin et al., *Phys. Rev. A* **63**, 053803 (2001).

[4] A.A.Belyanin et al., *Nanotechnology* **12**, 450 (2001); *Proc. SPIE* **4605**, 363 (2001).

[5] V.Ya.Aleshkin et al., *Semiconductors* **35**, 1203 (2001).

[6] A.A.Belyanin et al., *Izv. Ross. Akad. Nauk, Ser. Fiz.* **66**, 247 (2002).

[7] A.A.Belyanin et al., *Phys. Rev. A* **65**, 053824 (2002).

[8] A.A.Belyanin et al., *Izv. Ross. Akad. Nauk, Ser. Fiz.* **67**, 262 (2003).

[9] A.A.Belyanin et al., *Physics-Uspekhi* **46**, 986 (2003).

[10] M.O.Scully et al., *U.S. Patent No. US 6,782,020* issued on August 24, 2004.

[11] A.A.Afonenko et al., *Semiconductors* **38**, 239 (2004).

[12] N.V.Baidus et al., *Semiconductors* **38**, 352 (2004).

[13] Yu.A.Morozov et al., *Technical Physics* **49**, 592 (2004).

[14] V.Ya.Aleshkin et al., *Technical Physics* **49**, 1486 (2004).

[15] D.S.Pestov et al., *Journal of Modern Optics* **51**, 2523 (2004).

[16] Yu.A.Morozov et al., *Semiconductors* **39**, 112 (2005).

[17] V.Ya.Aleshkin et al., *Semiconductors* **39**, 138 (2005).

[18] V.Ya.Aleshkin et al., *Semiconductors* **39**, 156 (2005).

[19] A.A.Afonenko et al., *Semicond. Sci. Technol.*, accepted (2005).

[20] A.A.Biryukov et al., *Journal of Modern Optics*, accepted (2005).

Работы в области проекционной EUV-литографии в рамках российской программы

С.В. Гапонов, Е.Б. Клюенков, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало,
В.Е. Костюков, Л.А. Синегубко, В.Д. Скупов, А.Ю. Седаков

Институт физики микроструктур РАН, 603600, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия
ФГУП НИИИС им. Ю.Е. Седакова, 603950, ГСП-486, Нижний Новгород, Россия

В ближайшее время можно ожидать новых результатов в области разработки интегральных схем, что связано с созданием принципиально новой техники проекционной литографии в диапазоне длин волн ≈ 13.5 нм (EUV-литография). EUV-литография должна обеспечить серийный выпуск интегральных схем с пространственным разрешением до 20-30 нм, а в перспективе до 10 нм, что позволит в результате создать новое поколение электронной техники.

В настоящее время основные успехи в области субмикронной литографии связаны с применением излучения эксимерных лазеров с длинами волн 248 и 193 нм, что позволило реально выйти на пространственное разрешение до 70 нм, а в перспективе и до 40 нм. Однако дальнейшее повышение пространственного разрешения связано с переходом литографической техники в более коротковолновый диапазон.

Кардинальный переход, к которому реально готово мировое сообщество, связан с освоением диапазона экстремального ультрафиолетового излучения с длиной волны 13.5 нм. В России создан хороший научный и технологический задел в различных аспектах EUV-литографии, что может позволить догнать передовые страны с области микро- наноэлектроники, вложившись сразу в технологию EUV-литографии..

Основные направления исследований в области создания технологии проекционной литографии 13.5 нм можно определить следующим образом:

1. Оптимизация схемы литографа.
2. Разработка специализированного источника излучения в области 13.5 нм.
3. Создание технологии изготовления и контроля асферических подложек со среднеквадратичным отклонением формы поверхности от расчетной не хуже ≈ 0.2 нм при высоте микронеровностей поверхности $\approx 0.2-0.3$ нм.
4. Развитие технологии нанесения отражающих покрытий с коэффициентами отражения до 70% с компенсированными механическими напряжениями и возможностью реставрации асферических подложек без изменения исходных формы и гладкости поверхности.
5. Оптимизация фоторезистов.
6. Развитие технологии изготовления отражающих масок с апертурой до 300 мм при плотности микронеоднородностей ≤ 0.01 см⁻².
7. Разработка и изготовление степпера.

В 2003 году нами начат проект по исследованию проблем создания проекционной литографии в области экстремального ультрафиолетового излучения ($\lambda=13.5$ нм). Некоторые результаты, полученные в рамках проекта представлены в настоящем докладе.

К началу НИР в ИФМ РАН была создана технологическая и измерительная база и технология нанесения *Mo/Si* структур на подложки практически любой формы с апертурой до 350 мм с коэффициентами отражения до 69% [1]. Фотографии типичных образцов зеркал показаны на рис.1.

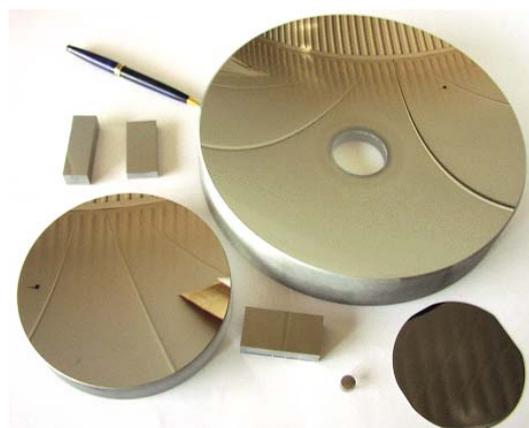


Рис.1. Фотографии типичных образцов зеркал на подложках с различными размерами и формой.

Были реализованы возможности компенсации механических напряжений в многослойных структурах и реставрации подложек [2]. Схематически компенсация упругих деформаций в многослойной *Mo/Si*-структуре с помощью *Cr/Sc* буферных слоев показана на рис. 2.

После релаксации остаточные напряжения в компенсированной структуре составляли -5 МПа (рис.3), что на два порядка меньше напряжений, характерных для *Mo/Si*-структур ($\mu \approx 450$ МПа). Нанесение *Cr/Sc* буферной структуры позволяет реставрировать подложки после любого неудачного нанесения *Mo/Si* структуры и при этом не влияет на отражательные свойства рабочих *Mo/Si* структур.

Изготовлен стенд для изучения характеристик радиационных резистов и на основе РММА синтезирован ряд новых фоторезистов, оптимизированных на область 13.5 нм [3,4].

Mo/Si структура ($d_{Mo}/d \approx 0.42$; $\mu \approx 392$ МПа; $d = 6.99$ нм, $N = 60$)
Буферная Cr/Si структура ($Cr/d \approx 0.66$; $\mu \approx +600$ МПа; $d = 6.25$ нм, $N = 41$)
Подложка

Рис. 2. Схематическое представление компенсации упругих деформаций.

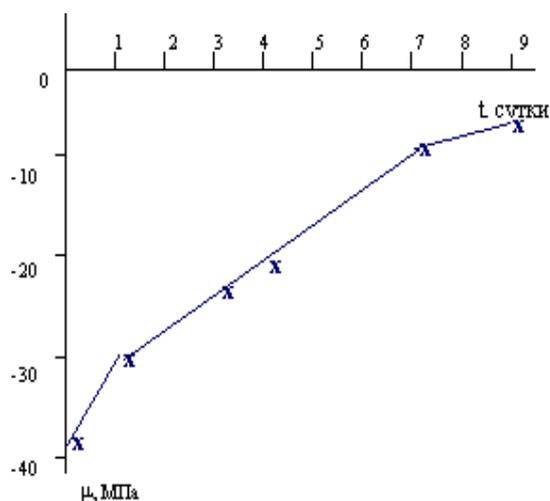


Рис. 3. Зависимость напряжений от времени для многослойной структуры (рис.2), нанесенной на подложку из плавленого кварца.

В 2003 году в рамках проекта были получены следующие результаты:

- выработаны требования к отдельным узлам и рассчитана оптическая схема станда проекционной EUV-литографии с 6-ти зеркальным объективом (рис.4);
- разработан и изготовлен специальный светосильный рефлектометр для прецизионного контроля загрязнения оптических элементов степпера;
- изучены возможности изготовления в России подложек с супергладкими поверхностями.

Одна из важных проблем на пути создания степпера для EUV-литографии связана с процессами загрязнения зеркал проекционной схемы и масок продуктами эрозии материала источника излучения. Учитывая значимость этого явления для долговременной работы литографической установки, проводятся исследования по изучению характеристик эрозионных потоков. Для этой цели был разработан лабораторный рефлектометр, позволяющий проводить экспресс-анализ изменения отражения образцов зеркал в результате загрязнения их продуктами эрозии [5]. Рефлектометр работает на длине волны $\lambda=13.5$ нм. Оптическая схема прибора приведена на рис. 5.

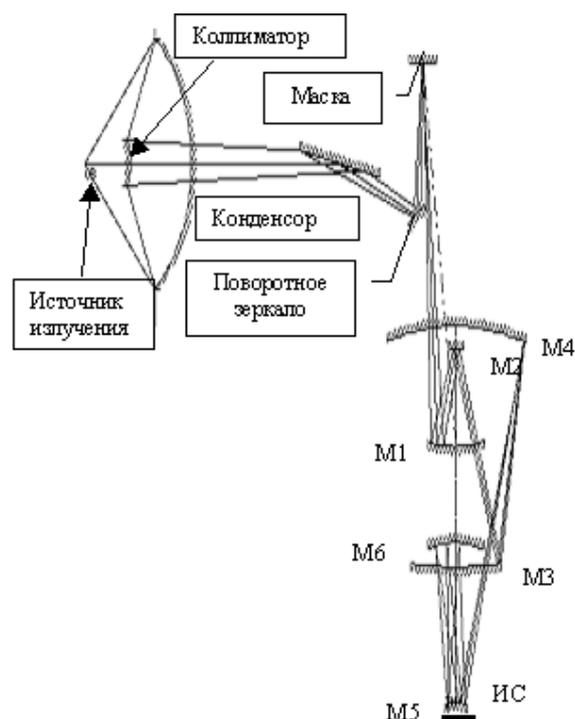


Рис. 4. Оптическая схема литографа.

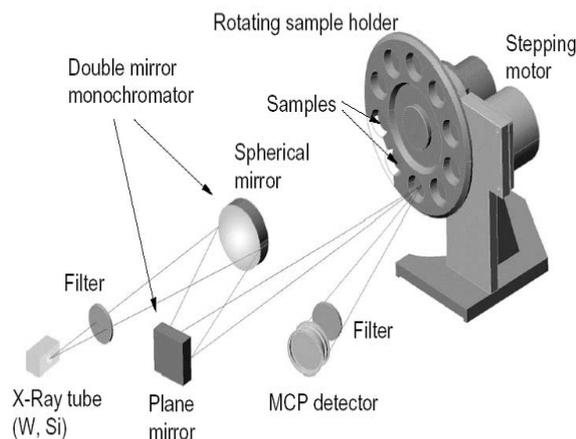


Рис. 5. Схема прецизионного сканирующего рефлектометра на основе разборной трубки для исследования деградации оптики на длине волны 13.5 нм.

В схеме применена специальная разборная рентгеновская трубка (рис. 6) [1] с ионной очисткой поверхности анода, что позволило увеличить срок ее службы без нарушения вакуума до 3000 часов. В качестве материалов анодов применяются или вольфрам, или кремний. Соответственно при работе с W мишенью используется широкополосное тормозное излучение, при работе с кремниевой мишенью - линия $Si\ La$ с максимумом эмиссии в районе 13.4 нм при общей полосе флуоресценции 12.4–16 нм. Хотя интенсивность $Si\ La$ линии в ≈ 40 раз выше, чем тормозное

излучение W мишени, но стабильность излучения вольфрамовой мишени существенно выше, поэтому с ней обычно проводятся прецизионные измерения.

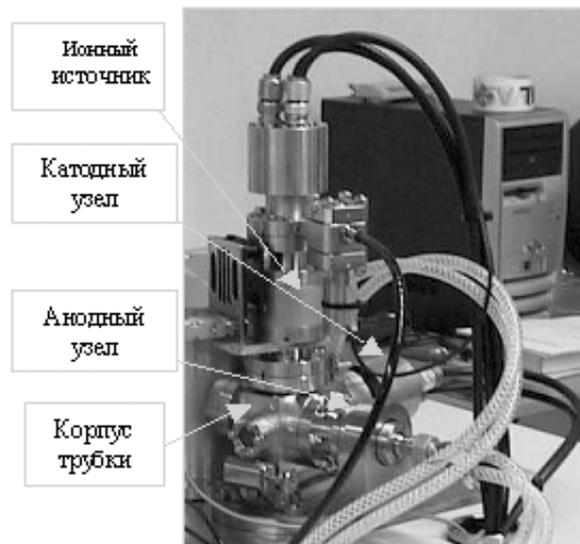


Рис. 6. Рентгеновская разборная рентгеновская трубка для спектрального диапазона 0.6-20 нм.

Изображение точечного источника излучения с помощью сферического и плоского многослойных зеркал передается с масштабным коэффициентом 2 на исследуемый образец. Отраженное излучение регистрируется МКП детектором. Многослойные фильтры служат для подавления ультрафиолетового излучения и заряженных частиц, выходящих из рентгеновской трубки.

Измерение коэффициентов отражения зеркал (одновременно до 10 образцов) проводится в сравнении с эталонным образцом.

Проведенные тестовые измерения показали, что рефлектометр позволяет обнаружить особенности в кривой отражения на уровне $\pm 0.1\%$.

В 2004 году были получены следующие результаты:

- Развита методика подготовки и паспортизации супергладких (со среднеквадратичной высотой неровностей 0.2–0.25 нм) плоских и сферических поверхностей подложек из плавленного кварца и монокристаллического кремния [6]. На рис.7 показаны результаты AFM исследований типичных поверхностей подложек из плавленного кварца, прошедших в течение 100 часов операцию глубокой полировки.

- Начата разработка технологии изготовления асферических подложек с супергладкими поверхностями, отличающимися по форме от заданной на 0.2-0.3 нм. Для этой цели развита технология изготовления асферических супергладких подложек, отличающихся по форме от заданной на $\approx 0.3-0.5$ мкм и проведены первые эксперименты по пленочной асферизации поверхностей.

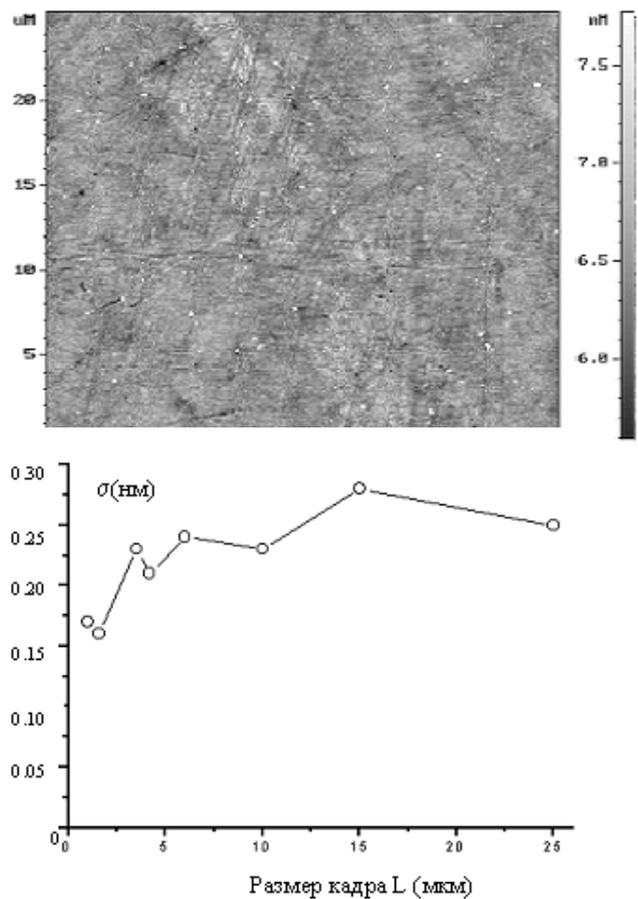


Рис. 7. АСМ изображение рельефа поверхности кварцевой подложки (размер кадра 25 мкм) и зависимость среднеквадратичной высоты неровностей поверхности от размера кадра после 100 часов глубокой полировки.

- Разработана технологии изготовления фильтров на пропускание, как с поддерживающей сеткой, так и свободновисящих, стойких к воздействию интенсивных потоков излучения [7]. Экспериментально показано, что изготовленные фильтры выдерживают воздействие излучения со средней плотностью мощности не менее 3.5 Вт/см². Фотографии фильтров показаны на рис. 8.

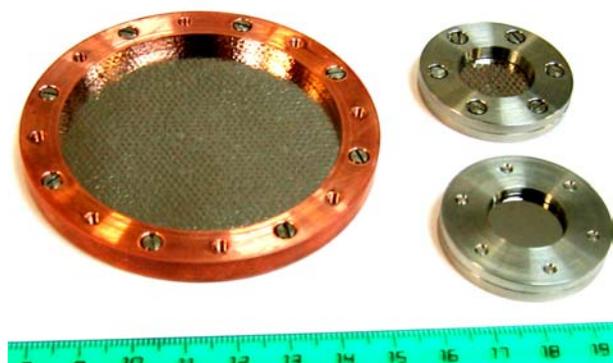


Рис. 8. Образцы Zr/Si фильтров с поддерживающей сеткой и свободновисящие с прозрачностью $T = 40-60\%$ при $\lambda = 13.5$ нм.

- Разработан и изготовлен лазерный интерферометр, позволяющий измерять форму поверхности оптических элементов с точностью 0.5-0.6 нм [8]. Подготовлено специальное помещение для интерферометра с антивибрационной зоной и с термостабилизацией на уровне 0.3-0.5 градуса.

- Разработана система диагностики источника излучения со спектральной кривой чувствительности, соответствующей схеме с девятью и одиннадцатью многослойными отражающими элементами [9,10] (рис.9). Проведены испытания системы на конкретных источниках излучения.

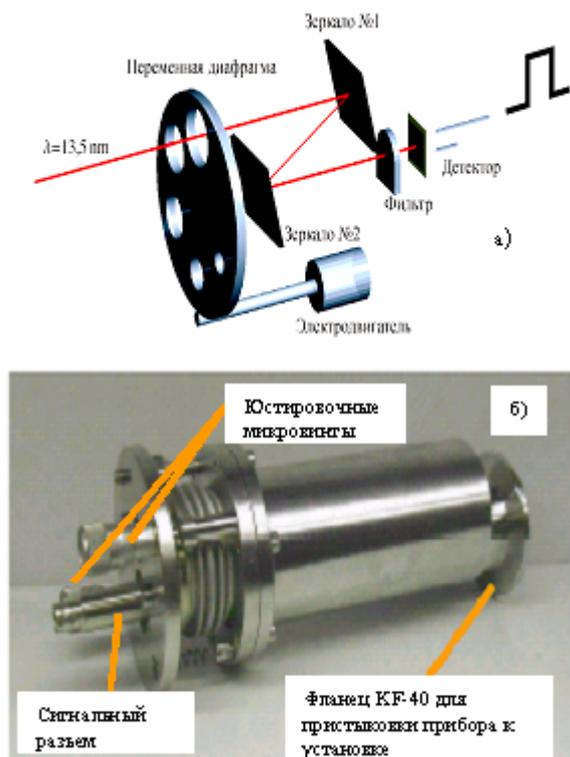


Рис.9. Оптическая схема (а) и внешний вид измерителя мощности (б).

- Продолжены исследования в области оптимизации фоторезистов для спектральной области 13.5 нм. Получены фоторезисты с чувствительностью до 1.5 мДж/см² при контрасте 1-2. [4].

Необходимо отметить, что результаты по чувствительности и контрасту фоторезистов были получены без учета пространственного разрешения. Поэтому дальнейший прогресс в развитии резистов реально связан с разработкой специального стенда для проекционного экспонирования с пространственным разрешением 20-50 нм. Исследования 2005-2006 годов как раз и направлены на разработку и изготовление тестового проекционного стенда. Такой стенд представляет интерес не только с точки зрения совершенствования резистов, но и для изучения процессов формирования рисунка микросхем с нанометровым масштабom элементов. При разработке, изготовлении и эксплуатации стенда

предполагается отработать основные оптико-механические узлы и методы юстировки оптической схемы. Этот опыт в дальнейшем будет полезен при конструировании полномасштабного литографа с 6-ти зеркальным объективом.

При рассмотрении работ на 2005-2006 годы был проведен анализ проблем и показана реальность изготовления наиболее простой проекционной системы на основе объектива Шварцшильда. Проведен выбор схемы на основе 2-х зеркального объектива с асферической оптикой как в системе формирования излучения и осветителя маски, так и в объективе. Поэтому необходимо продолжение исследований по развитию технологии пленочной асферизации подложек с допустимым отклонением формы поверхностей от расчетной до 0.5-0.6 нм. Для этих исследований достаточно имеющегося интерферометра. Однако для изготовления оптических элементов 6-ти зеркального объектива необходимо контролировать форму поверхности подложек и зеркал с точностью не хуже 0.2 нм, поэтому необходимо продолжение работы по совершенствованию интерферометра.

Для реализации возможности применения разработанных многослойных фильтров в высокопроизводительных степперах с соответственно высокой средней мощностью источника излучения от фильтров требуется повышенная радиационная и механическая прочность. Поэтому исследования, направленные на совершенствование технологии изготовления фильтров, изучение механизмов их разрушения и возможности повышения стойкости к облучению представляются важными. Эти исследования, начатые в 2004 году, будут продолжены в 2005 г.

[1]. S.S. Andreev, A.D. Akhsakhalyan, M.A. Bibishkin, et. al. Centr. Europ. Journ.of Phys. №1, 191-209 (2003).
 [2]. С.С. Андреев, Е.Б. Клюенков, А.Л. Мизинов и др. Материалы совещания "Рентгеновская оптика - 2003". 182-186 (2003)/
 [3]. S.A. Bulgakova, A.Ya. Lopatin, V.I. Luchin, et.al. Nucl. Instrum. and Meth. A448, 487-492 (2000).
 [4]. С.А. Булгакова, И.П. Иванов, А.Я. Лопатин, Л.М. Мазанова. Настоящий сборник.
 [5]. М.С. Бибишкин, И.Г. Забродин, И.А. Каськов и др. Изв. Академии наук. Серия физическая. 68, №4, с. 560-564 (2004).
 [6]. Б.А. Грибков, В.А. Слемзин, И.Л. Струля, и др. Настоящий сборник.
 [7]. А.Ю. Климов, А.Я. Лопатин, В.И. Лучин и др. Настоящий сборник.
 [8]. Н.Б. Вознесенский. Настоящий сборник.
 [9]. L.A. Shmaenok, N.N. Salashchenko, N.I. Chkhalo et.al. Proceedings of the 2nd International EUV Lithography Symposium (on CD), Antwerp, Belgium, P45 (2003):
 [10]. И.Г. Забродин, Б.А. Закалов, И.А. Каськов и др. Настоящий сборник.

Интерферометр с дифракционной волной сравнения для контроля формы оптических элементов

Н. Б. Вознесенский

VTT Optik Ltd., Nedsaja k., Vaerska vald, Poelvamaa, 64003, Estonia

Все известные интерферометры, которые используются для контроля ошибок формы оптических поверхностей, по существу выполняют сравнение измеряемой поверхности с другой поверхностью, называемой образцовой. В качестве образцовой поверхности служит поверхность некоторой эталонной оптической детали.

Следует отметить, что ошибки формы образцовой поверхности никогда точно не известны, что существенно ограничивает точность интерферометрического метода контроля оптики и создает препятствия на пути его применения для аттестации оптических элементов высокоточных систем, в частности, оптических систем EUV-литографии.

Принцип действия интерферометра с дифракционной волной сравнения [1] основан на использовании в качестве образцовой поверхности волнового фронта, образованного дифракцией света на диафрагме, сравнимой с длиной волны. Прибор построен по схеме с неравными плечами. Выбор такой схемы продиктован необходимостью получения двух отдельных идеальных сферических волновых фронтов, образованных дифракцией на одном и том же малом отверстии. Один из волновых фронтов предназначен для переноса информации о контролируемой поверхности и носит название «рабочий фронт», другой используется в качестве волнового фронта сравнения и носит название «референтный фронт». Рабочий фронт создается дифракцией светового пучка, идущего непосредственно от плеча лазерной осветительной системы, а референтный фронт создается дифракцией светового пучка, идущего от плеча автоколлимационной осветительной системы. Оптические длины этих двух плеч невозможно сделать равными, поэтому схема называется неравноплечей.

Для расшифровки интерферограмм в амплитудном и фазовом режимах используется программное обеспечение, в основе которого лежат алгоритмы цифровой обработки изображения. Методы, используемые в этом программном обеспечении, дают возможность восстановления поверхности постоянной фазы, значительно отличающейся от сферы. В таком случае контроль профиля асферических поверхностей становится наиболее точным, поскольку не требует использования дополнительного так называемого нуль-корректора асферики, который неизбежно внесет существенную и трудно прогнозируемую погрешность. Однако при исследовании рассеивающих поверхностей применение вспо-

могательных элементов-корректоров необходимо.

Схема лазерного дифракционного интерферометра

Схема интерферометра, показанная на рис. 1, содержащая три плеча: осветительное, автоколлимационное и наблюдательное. Прибор, построенный по такой схеме, должен иметь традиционную методику настройки и интерпретации интерференционной картины, а также обеспечивать высокое качество интерферограмм и гибкость при исследовании оптических систем и элементов с различными коэффициентами пропускания или отражения.

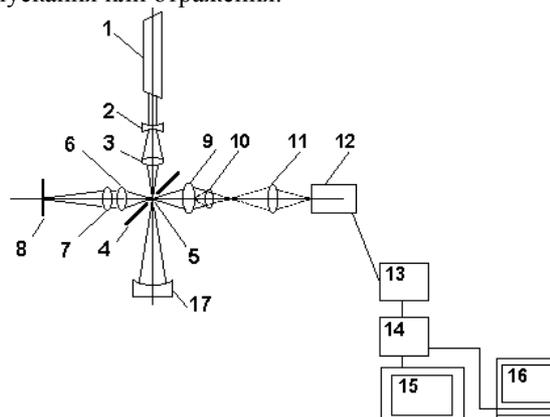


Рис. 1. Интерферометр с дифрагированным опорным фронтом и автоколлимационным осветительным плечом. 1 - лазер, 2 - 3 - осветительная система, 4 - наклонное зеркало, 5 - точечная диафрагма, 6 и 7 - встречные коллиматорные объективы, 8 - плоское автоколлимационное зеркало, 9 и 11 - наблюдательный микроскоп с линзой Бертрана, 10, 12 - видеокамера, 13 - блок обработки изображения, 14 - блок выделения центров интерференционных полос, 15 - телевизионный монитор, 16 - компьютер, 17 - измеряемая поверхность.

Показанный здесь лазерный интерферометр, в общем случае, может работать без применения в его схеме каких-либо высокоточных поверхностей.

На одну из поверхностей светоделителя светового пучка, выполненного в виде плоскопараллельной пластины, нанесено зеркальное покрытие (вместо светоделительного покрытия, используемого в неравноплечих интерферометрах). В центре зеркального покрытия имеется

точечное отверстие, диаметр которого соизмерим с длиной волны излучения. Между лазером и светоделителем пучка расположен объектив 2 - 3, задний фокус которого совмещен с точечным отверстием на светоделителе пучка.

Точечное отверстие служит источником дифракционной волны, которая является опорной. Таким образом, возникающая в этой схеме интерференционная картина есть результат сложения идеальной сферической волны, возникающей при дифракции на точечном отверстии, и рабочей волны, отраженной от контролируемой поверхности. Кроме того, за счет такого выполнения светоделителя в интерференционной картине устраняются паразитные изображения, возникающие в обычных светоделительных элементах.

Рассмотрим подробнее схему интерферометра, показанную на рис. 1. Луч лазера 1, пройдя отрицательный компонент 2, фокусируется объективом 3 в точечное отверстие 5 наклонного плоского зеркала 4. Отверстие совмещено с центром кривизны вогнутой сферической поверхности исследуемой детали 17. В схему входит также автоколлимационная осветительная система, состоящая из элементов 6, 7 и 8.

В плече наблюдения имеются объектив 9 и окуляр 11 для наблюдения светящегося пятна от диафрагмы и автоколлимационного изображения точки в центре кривизны контролируемой поверхности. Для наблюдения интерференционной в зрачке дополнительно вводится линза Бертрана 10. Для регистрации интерферограммы за окуляром устанавливается камера 12 с блоком обработки сигнала 13 и устройством отображения 14, регистрации и обработки результатов (компьютер).

Работает интерферометр следующим образом. Пучок лучей лазера фокусируется осветительной системой 2 - 3 на точечное отверстие в зеркальном покрытии наклонного плоского зеркала 4 в виде пятна рассеяния диаметром порядка 3 мкм. Точечное отверстие становится источником дифракционной сферической волны, которая в автоколлимации от исследуемой сферической поверхности фокусируется в виде пятна рассеяния, перекрывающего точечное отверстие, а чаще – смещенного относительно него для получения интерференционной картины полос.

Отразившись от зеркала, этот пучок через объектив 9 и окуляр 11 направляется на приемник изображения 12. Часть излучения лазера, сфокусированного осветительной системой 2 - 3 на точечное отверстие, но не прошедшего через него, отражается от зеркала в направлении осветительного сферического зеркала 8 и фокусируется им на отверстие в направлении плеча наблюдения 9, 10, 11.

При этом на отверстии формируется вторая дифракционная сферическая волна, фронт которой используется в качестве референтного. В результате сложения этой волны с рабочей, сформированной контролируемой поверхностью,

возникает интерференционная картина в совмещенных световых пучках, распространяющихся от точечного отверстия в направлении приемника изображения.

Интерферометр собирается на базовой плите с размерами (600X300X10) мм и расположенной горизонтально на оптическом столе.

Работа прибора при контроле вогнутых поверхностей

Вогнутые сферические поверхности могут контролироваться непосредственно, если их относительные отверстия не превышают относительное отверстие рабочего фронта, обусловленное диаметром диафрагмы.

Диапазон относительных отверстий можно рассчитать по формуле:

$$2 \cdot NA = \frac{2.44\lambda}{d},$$

где λ - рабочая длина волны (0.633 мкм), d - диаметр диафрагмы, $2 \cdot NA$ - относительное отверстие. Для диаметра диафрагмы 1 мкм получаем максимальное относительное отверстие 1.544 или в принятой в оптике форме 1:0.65. Максимальная числовая апертура $NA = 0.772$.

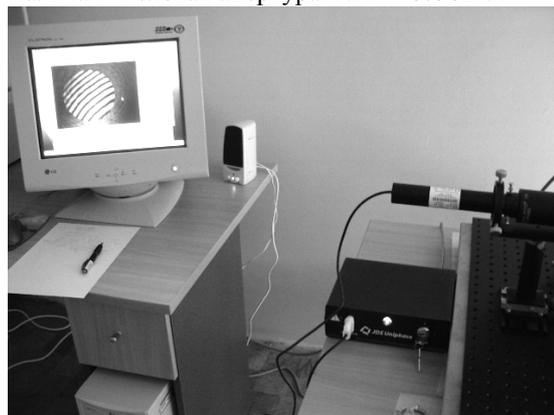


Рис. 2. Общий вид рабочего места с интерферометром.

Порядок настройки прибора при контроле вогнутых поверхностей

1. Контролируемая деталь 17 (рис. 1) ставится на специальную подставку с точными регулировками по двум угловым и одному продольному направлениям.
2. В поле зрения окуляра 11 при выведенной из канала наблюдения линзы Бертрана 10 ловится автоколлимационное изображение диафрагмы 5.
3. Продольной подвижкой 2 устанавливается минимально возможный размер кружка автоколлимационного изображения.
4. В канал наблюдения вводится линза Бертрана 10 и через окуляр 11 наблюдается интерференционная картина. Направление

и количество полос регулируются микрометрическими винтами 1.

5. После получения визуальной интерференционной картины включается компьютер 16. Компьютер работает под управлением программы обработки, которая автоматически задействует ПЗС камеру 12, блок первичной обработки изображения 13, блок выделения центров полос 14 и телевизионный монитор 15.

Обработка данных измерений

Методика получения и математической обработки фазовых интерферограмм и восстановления фазы исследуемого волнового фронта заключается в следующем:

1. Регистрация и обработка интерферограмм может производиться в амплитудном и фазовом режимах.
2. В амплитудном режиме обрабатываются несколько интерферограмм. Следует помнить, что все время идет сравнение не с эталонной поверхностью некоей детали, точность которой сомнительна и зависит от множества постоянно меняющихся причин, а с природным эталоном сферической поверхности, который не подвержен в данной схеме никаким искажениям.
3. Для восстановления фазы с погрешностью 0.001 длины волны по размаху необходимо использовать метод управляемого фазового сдвига. Этот метод заключается в управляемом пошаговом изменении длины автоколлимационного плеча - например, при пяти - десяти шагах опорного отражателя 8 (рис. 1) в пределах 0.5 длины волны. При этом точность установки шагов должна быть выдержана не хуже ± 0.5 нанометра. Такая точность обеспечивается пьезоподвижкой, управляемой от компьютера.
4. Производится математическая обработка множества интерферограмм, и при этом все выходные данные рассматриваются как математические функции от фазового сдвига.
5. Размах деформации (P-V) аппроксимируется косинусной функцией от фазового сдвига. Семейство полученных косинусоидальных зависимостей позволяет определить отклонение исследуемой фазы по положению максимумов функции косинуса с точностью до ± 0.0001 от периода, что математически достаточно просто. Отсюда следует результирующая высокая точность определения формы поверхности, соответствующая 0.001 длины волны по размаху.

Результаты испытаний дифракционного интерферометра

Требования к точности оценки деформации оптических поверхностей:

Размах $\pm \lambda/300$ (0.0033 λ);

Среднеквадратическая деформация $\pm \lambda/1000$ (0.001 λ).

Величины размаха и среднеквадратической деформации поверхностей деталей 1 и 2 были определены с необходимой точностью.

То, что размах деформации поверхности детали 1 определен с несколько менее высокой точностью, вызвано наличием просветляющего покрытия, а именно, крайне неблагоприятными условиями измерений, которые не являются штатными для интерферометрических методов контроля оптики. Тем не менее, среднеквадратическая деформация определена для обеих деталей с точностью почти в два раза выше, чем требуется.

Указанную оценку следует считать системной погрешностью прибора в амплитудном режиме, поскольку она включает в себя погрешности всех звеньев измерительной цепи.

Последовательность действий

Снятие и математическая обработка интерференционных картин рабочих поверхностей двух пробных стекол – деталь 1 и деталь 2. Снятие интерференционных картин производится для различных положений стекол относительно интерферометра, и при этом интерференционные картины имеют различное количество полос.

Для ввода интерференционных картин в компьютер контраст изображений должен быть не ниже 0.3, поэтому обе ветви интерферометра должны быть настроены так, чтобы интенсивности рабочего и эталонного пучков отличались бы не более, чем в два раза. Контраст изображения при настройке оценивается визуально: контраст свыше 0.3 хорошо воспринимается глазом, а меньше 0.3 – вызывает ощущение неудовлетворительной четкости. Для ПЗС камеры и системы обработки изображения контраст 0.3 дает необходимый запас перепадов интенсивности, чтобы математическая обработка, включающая пространственно-частотную фильтрацию, могла сразу выявить особенности формы поверхности с точностью $\pm \lambda/300$ (0.0033 λ) по размаху и $\pm \lambda/1000$ (0.001 λ) по среднеквадратическому отклонению.

При снятии интерференционных картин стенд с интерферометром подвергался случайным вибрациям, характерным для условий оптического цеха. Стенд состоял из стандартного виброизоляционного стола Composite Breadboard Laboratory Table фирмы Edmund Industrie Optik (Германия), установленного на ножках Sorbothane на обычном офисном столе (см. рис. 2). Какие-либо дополнительные меры для стабилизации не предпринимались.

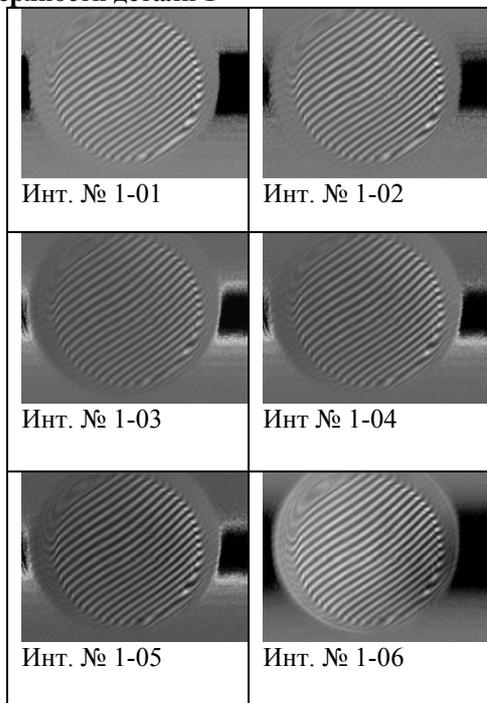
Оценка точности аттестации поверхности производилась по повторяемости результатов математической обработки интерференционных картин. Разброс показаний дает фактическую точность измерения профиля поверхности по размаху: $\pm (0.003 - 0.008) \lambda$; по среднеквадратическому отклонению: $\pm (0.0005 - 0.0006) \lambda$. Для длины волны контроля 632.8 нм эти цифры соот-

ветствуют $\pm (1.8 - 5)$ нм по размаху и $\pm (0.3 - 0.4)$ нм по среднеквадратическому отклонению.

Получение интерференционных картин.

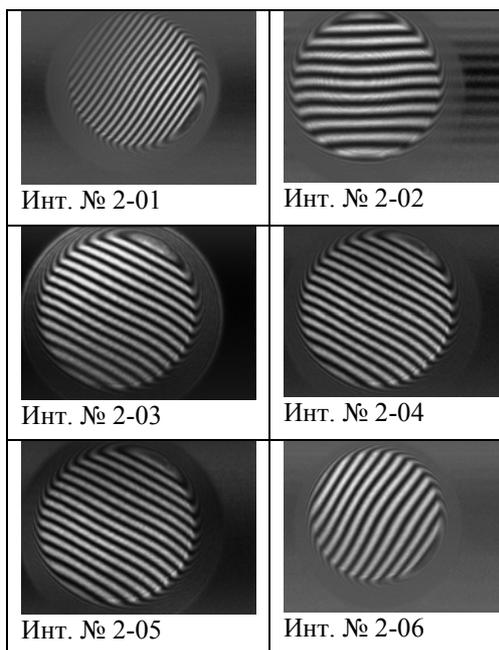
Параметры детали 1: световой диаметр $\varnothing_1 = 67.0$ мм, радиус кривизны рабочей поверхности $R_1 = 180$ мм, апертура поверхности $NA_1 = 0.186$.

Интерференционные картины рабочей поверхности детали 1

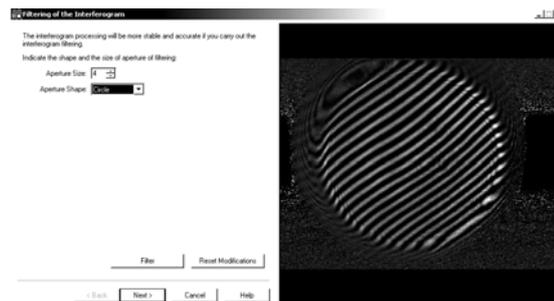


Параметры детали 2: световой диаметр $\varnothing_2 = 80.0$ мм, радиус кривизны рабочей поверхности $R_2 = 246$ мм, апертура поверхности $NA_2 = 0.16$.

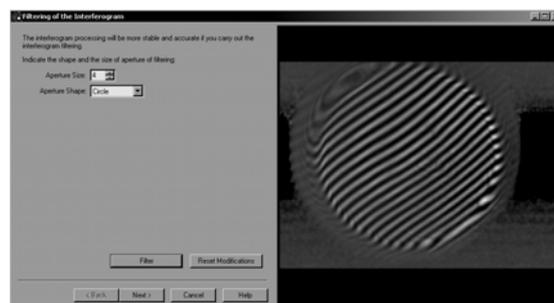
Интерференционные картины рабочей поверхности детали 2



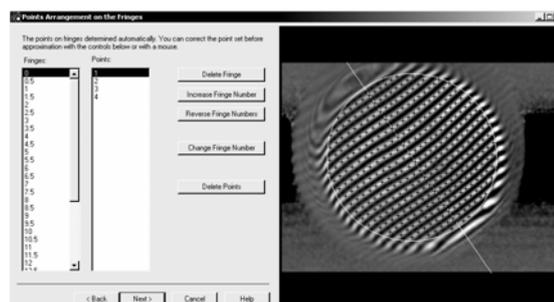
Этапы обработки интерферограммы.



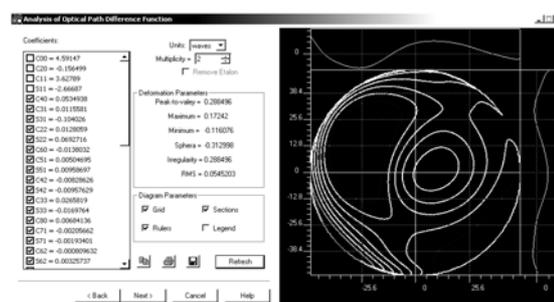
Регистрация в компьютере



Пространственно-частотная фильтрация



Определение центров полос



Построение карты поверхности

ЛИТЕРАТУРА

[1] N.B.Voznesensky, Kyeong-Hee Lee, V.K.Kirillovsky, Proc. SPIE, **5252**, 2003.

Свойства джозефсоновских контактов в неоднородном поле ферромагнитных частиц

С.Н.Вдовичев¹, Б.А.Грибков¹, С.А.Гусев¹, А.Ю.Климов¹, Ю.Н.Ноздрин¹,
Г.Л.Пахомов¹, В.В.Рогов¹, А.А.Фраерман¹, Р. Штольц², Е. Ильичёв²

¹Институт физики микроструктур РАН, 603950, ГСП-105, Н.Новгород, Россия

²Институт Высокых Технологий, Йена, Германия

e-mail: andr@ipm.sci-nnov.ru

Решетка ферромагнитных наночастиц является уникальным источником неоднородного магнитного поля с амплитудой порядка магнитного момента насыщения ферромагнетика и масштабом изменения, определяемым ее периодом. Для типичных переходных металлов (*Fe*, *Ni*, *Co*) магнитный момент $M_s \sim 1000$ Гс. Период решеток частиц d , при современном развитии методов литографии, изменяется в широком интервале от 10 до 1000 нанометров. Кроме того, магнитное поле частиц можно перестраивать путем перемагничивания (или размагничивания) всей решетки или отдельных ее частей. Это свойство решеток ферромагнитных наночастиц открывает новые возможности для управления свойствами сверхпроводников [1]. При исследовании гибридных систем ферромагнитные наночастицы/сверхпроводник, немонотонная зависимость критического тока $I_c(H)$ была экспериментально установлена. Эта особенность $I_c(H)$ характеристики сверхпроводника появляется при выполнении условия соизмеримости решетки абрикосовских вихрей, период которой d_a определяется внешним магнитным полем ($d_a \sim (\Phi_0/H)^{0.5}$; Φ_0 – квант магнитного потока, H – напряженность поля) и решетки частиц d . Наблюдение эффектов соизмеримости в этих системах усложняется из-за дефектности реальных сверхпроводящих пленок, которая приводит к искажению решетки абрикосовских вихрей. Для уменьшения влияния этих искажений, эксперименты проводятся при температуре T очень близкой к температуре сверхпроводящего перехода T_c , $\tau = (T_c - T)/T_c \sim 0.01$, что

существенно затрудняет практическое использование решетки ферромагнитных частиц для управления пиннингом абрикосовских вихрей.

В этой связи исследование влияния неоднородного магнитного поля системы ферромагнитных наночастиц на "слабые" сверхпроводники – джозефсоновские контакты является безусловно актуальной задачей. Теоретический анализ показывает что в этой системе эффекты соизмеримости между периодическим магнитным полем частиц и решеткой джозефсоновских вихрей приводят к появлению дополнительных максимумов на зависимости критического тока контакта от напряженности внешнего поля [2, 3]. В силу малого пиннинга джозефсоновских вихрей эта система является более предпочтительной по сравнению с "сильными" сверхпроводниками.

Хорошо известно, что сверхпроводящий ток Джозефсоновского контакта зависит от разности фаз между электродами. Возникновение нетривиальной разности фаз в джозефсоновских контактах возможно благодаря проникновению полей рассеяния от частиц непосредственно в область перехода. Среднее по области перехода магнитное поле, индуцированное однородно намагниченными частицами, пропорционально толщине частиц и обратно пропорционально размеру перехода в соответствующем направлении. В случае торцевого контакта (Рис.1б) z -компонента магнитного поля от частиц обратно пропорциональна размеру перехода в направлении оси oZ . Эта толщина мала (в нашем случае ~ 100 нм) и среднее магнитное поле в переходе порядка среднего магнитного момента

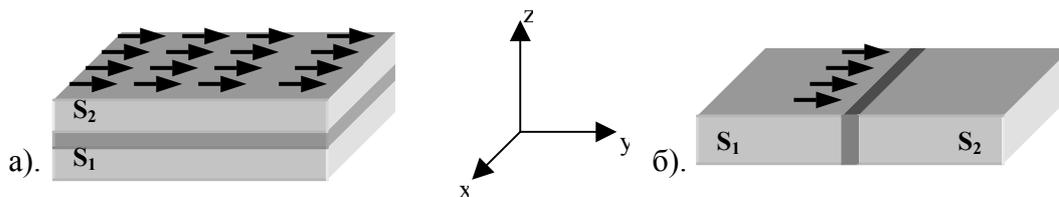


Рис.1 Схематическое изображение джозефсоновских контактов с ферромагнитными частицами: а). слоистый контакт; б). торцевой контакт.

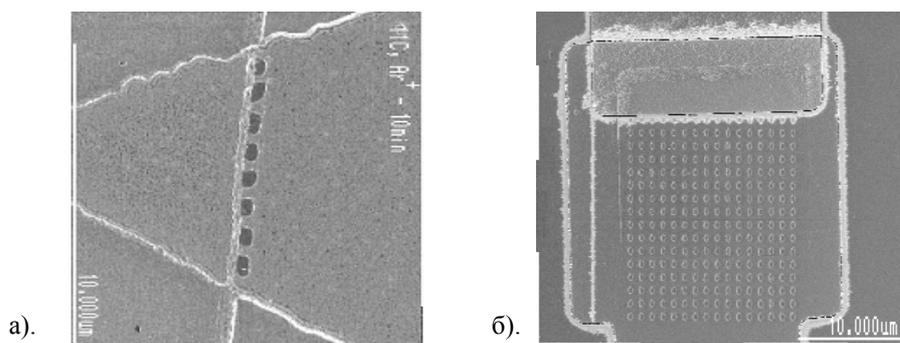


Рис.2 Изображение исследуемой системы во вторичных электронах (SEM): а). Торцевой контакт с ферромагнитными частицами; б). слоистый контакт с ферромагнитными частицами

решетки частиц. Расчет разности фаз, индуцируемой частицами в торцевом контакте подтверждает эти рассуждения [3]. В случае слоистого контакта (Рис.1а) y -компонента магнитного поля обратно пропорциональна размеру перехода вдоль оси oY (~ 10 мкм). Таким образом, среднее поле индуцируемое частицами примерно в 100 раз меньше, чем в предыдущем случае. Если пренебречь этим краевым эффектом, единственной возможностью создания разности фаз в слоистом контакте под действием ферромагнитных частиц является образование абрикосовских вихрей в сверхпроводнике, влияние которых на полевую зависимость критического тока джозефсоновских контактов обсуждалось в работах [4,5].

В данной работе приведены результаты экспериментального исследования влияния системы ферромагнитных частиц на полевую зависимость критического тока торцевых и слоистых джозефсоновских контактов.

1. Торцевые контакты.

Для экспериментального исследования влияния

частиц на критический ток джозефсоновского контакта были изготовлены торцевые контакты $Nb/SiN_x/Nb$ с цепочкой ферромагнитных частиц Co , расположенной в непосредственной близости от разреза. Изображение исследуемой системы представлено на Рис.2а. Метод изготовления и свойства торцевых контактов на основе пленок Nb изложены в работе [6]. Ферромагнитные частицы получены методом электронной литографии [7] и имеют латеральные размеры 300×600 нм, толщина частиц 25 нм. Магнитное состояние частиц контролировалось с помощью зондового микроскопа "Solver". Известно, что основным состоянием таких крупных частиц является вихревое состояние [8]. Проведенные исследования показали, что однородно намагниченное (вдоль длинной оси) состояние является метастабильным в нулевом внешнем поле если толщина частицы не превышает некоторую критическую, которая в нашем случае равна 27 нм [9]. Таким образом, частицы указанных размеров, могут быть как в вихревом, так и в однородно намагниченном состоянии. В первом случае магнитное поле от частицы отсутствует или очень мало, тогда как поле

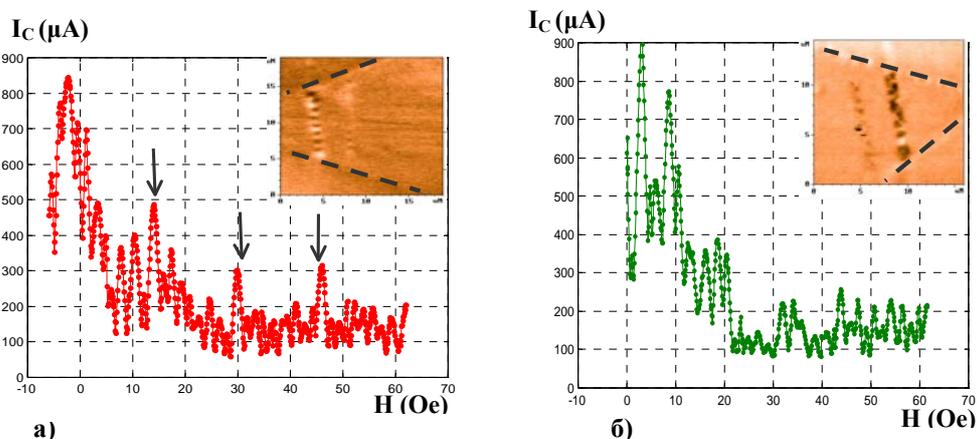


Рис.3 Зависимость критического тока торцевого контакта $I_c(H)$ в двух различных случаях: а). однородно намагниченная цепочка, б). частицы находятся в вихревом состоянии.

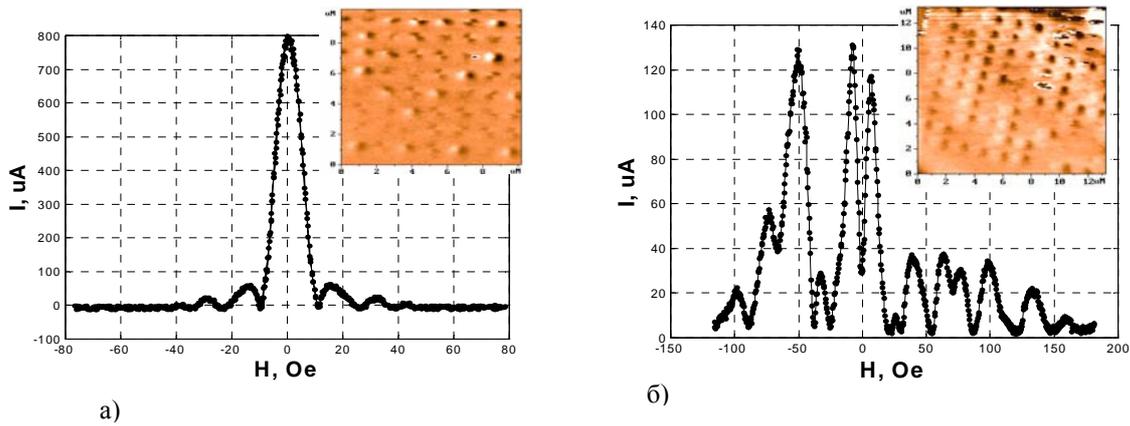


Рис.4 Зависимость критического тока слоистого контакта $I_c(H)$ в двух различных случаях: а). частицы в вихревом состоянии, б). частицы в намагниченном состоянии.

создаваемое в разрезе однородно намагниченной частицей составляет по нашим оценкам ~ 100 Э. Такая ситуация является оптимальной для наших целей, т.к. управлять магнитным полем в переходе мы можем путем предварительного намагничивания или размагничивания системы частицы, прикладывая внешнее поле в направлении легкого (вдоль длинной оси частицы) или трудного (вдоль короткой оси частицы) намагничивания.

Измерения полевой зависимости критического тока $I_c(H)$ проводились стандартным 4-х зондовым методом при температуре $T=4.2K$ (критическая температура сверхпроводящего перехода в ниобиевых берегах $\sim 7K$) во внешнем магнитном поле перпендикулярном поверхности берегов. На Рис. 3 а,б представлены результаты измерений $I_c(H)$ в двух различных случаях: а). однородно намагниченная цепочка, б). частицы находятся в вихревом состоянии. Магнитное состояние приготавливалось путем намагничивания системы в различных направлениях при комнатной температуре и контролировалось с помощью зондового микроскопа (магнитосиловые изображения показаны на вставках). В случае однородно намагниченной цепочки наблюдаются дополнительные максимумы. Их положение определяется периодом цепочки частиц и удовлетворяет соотношению $H_n = n \Delta H (W/d)$, где n – номер максимума, ΔH – период осцилляций критического тока джозефсоновского контакта без частиц, W – ширина перехода, d – расстояние между частицами. Этот результат подтверждает теоретические предсказания, сделанные в работах [2,3]. Если частицы размагничены (находятся в вихревом состоянии) дополнительные максимумы отсутствуют (Рис.3б) и зависимость $I_c(H)$ близка к той, которая наблюдается для перехода без частиц.

2. Слоистые контакты.

Используя описанную выше методику приготовления образцов, мы исследовали влияние ферромагнитных частиц Co на слоистые джозефсоновские контакты. Решетка частиц изготавливалась на верхнем электроде контакта $NbAlNIO_x/Nb$. Толщина верхней пленки Nb составляет 30 нм. Изображение исследуемой системы приведено на Рис. 2б. Измерения критического тока проводились при температуре $4.2K$, магнитное поле прикладывалось в плоскости контакта, перпендикулярно сверхпроводящему току в берегах. На Рис. 4а,б приведены результаты измерения полевой зависимости критического тока от внешнего магнитного поля для различных состояний намагниченности решетки частиц. В случае, когда частицы находятся в вихревом состоянии, зависимость $I_c(H)$ имеет тот же вид, что и для перехода без частиц. Качественно иная ситуация наблюдается в случае, когда большинство частиц решетки однородно намагничены (Рис.4б). Во первых, максимальный критический ток в этом случае упал более чем в шесть раз. Отметим, что после размагничивания частиц критический ток восстанавливается. Во-вторых, наблюдается существенно немонотонное поведение критического тока при больших значениях поля. Однако, положение максимумов не соответствует условиям соизмеримости типа тех, которые наблюдались для торцевых контактов. Как обсуждалось выше, существенное влияние частиц на слоистый контакт может быть связано с проникновением в верхний электрод абрикосовских вихрей, индуцированных частицами. Механизм образования пар вихрь-антивихрь под действием частицы намагниченной параллельно поверхности сверхпроводника исследовался в работе [10]. Итак, нами исследовано влияние решетки ферромагнитных частиц на полевую зависимость критического тока джозефсоновских контактов различной конструкции. В отличие от работ [11, 12], в которых изучалось влияние модуляции плотности

критического тока j_c , мы исследовали влияние "фазовой" модуляции джозефсоновского тока по действием неоднородного магнитного поля системы ферромагнитных частиц. Для торцевых контактов приведены результаты первого наблюдения эффектов соизмеримости, проявляющиеся в наличии дополнительных максимумов на зависимости $I_c(H)$, что позволяет, в принципе, использовать джозефсоновский переход как фурье-анализатор неоднородного магнитного поля системы субмикронных частиц. Наблюдавшиеся изменения "фраунгоферовой" картины слоистых джозефсоновских контактов мы связываем с образованием абрикосовских вихрей в верхнем электроде под действием однородно намагниченных частиц. Этот факт может быть использован для эффективного управления транспортными свойствами таких контактов. Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 03-02-16774).

Литература

1. Y. Otani, B. Pannetier, J.P. Nozieres, D. Givord. J. Magn126 (1993) 622; O. Geoffroy, D. Givord, Y. Otany et al. J. Magn. Mater. 121 (1993). Magn. Mater. 223; J.I. Martin, M. Velez, J. Nogues and I.K. Shuller. Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 1929; A.V. Silhanek, L. Van Look, S. Raedts et al. Phys. Rev. B 68 (2003) 214504.
2. A.Y. Aladyshkin, A.A. Fraerman, S.A. Gusev et al, ЖММ, 258-259, 406 (2003)
3. А.В. Самохвалов, Письма ЖЭТФ, 78, вып. 6, 822-826 (2003)
4. А.А. Голубов, М.Ю. Куприянов, ЖЭТФ, 92, 1512-1523 (1987)
5. O.B. Hyun, J.R. Clem, D.K. Finnemore, Phys. Rev. B, 40, 175-181 (1988)
6. С.Н. Вдовичев, А.Ю. Климов, Ю.Н. Ноздрин, В.В. Рогов, Письма ЖТФ, 30, 52 (2004)
7. A.A. Fraerman, S.A. Gusev, L.A. Mazo et al. Phys. Rev. B 65 (2002) 64424.
8. R.P. Cowburn, M.E. Welland, Appl. Phys. Lett., 72, 2041, 1998.
9. A.A. Fraerman, L. Belova, B.A. Gribkov et al., Low Dimensional Structures (в печати).
10. M.J. Van Bael, J. Bekaert, K. Temst et al., Phys. Rev. Lett., 86, 1, 155 (2001)
11. V.A. Oboznov, A.V. Ustinov, Phys. Lett. A 139, 481 (1989)
12. M. A. Itzler, M. Tinkham, Phys. Rev. B 51, 435 (1995)

Инверсия фазы в структурах сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник. Джозефсоновские π -контакты

В. В. Рязанов, В. А. Обознов, В. В. Больгинов, А. К. Феофанов
Институт Физики твердого тела, 142432 Черноголовка, Россия

В докладе представлены эксперименты по реализации джозефсоновских структур, " π -контактов", с разностью фаз π в основном состоянии, т.е. с аномальными, сдвинутыми на половину периода, токо-фазовым соотношением и зависимостью энергии слабой связи от разности фаз [1]:

$$I_s = -I_c \sin \varphi; \quad E = E_J(1 + \cos \varphi) \quad (1)$$

" π -контакты" были реализованы в системе сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник (SFS -системе) и являются манифестацией особенностей сверхпроводящего электронного транспорта в присутствии обменного поля [2–4]. Как и в случае SN -границы сверхпроводника с нормальным металлом в SF -системе сверхпроводящие пары способны проникать внутрь ферромагнитного слоя F на некоторую глубину затухания, которую мы будем обозначать ξ_{F1} , создавая наведенный сверхпроводящий параметр порядка. Затухание параметра порядка вглубь ферромагнетика возрастает с увеличением его обменной энергии E_{ex} , поскольку обменное взаимодействие пытается выстроить спины электронов в одном направлении, т.е. разрушить сверхпроводящие пары, которые образованы электронами с противоположно направленными спинами. Однако, наряду с затуханием в ферромагнетике вблизи SF -границы возникают также пространственные осцилляции наведенного сверхпроводящего параметра порядка (сверхпроводящей волновой функции), связанные с наличием "мнимой" длины когерентности ξ_{F2} :

$$\Psi_F(x) = \Psi_{F0} e^{-\frac{x}{\xi_F}} = \Psi_{F0} e^{-\frac{x}{\xi_{F1}}} e^{-i\frac{x}{\xi_{F2}}} \quad (2)$$

Здесь Ψ_{F0} - параметр порядка в ферромагнетике на SF -границе, а x - координата в направлении перпендикулярном к границе раздела. Длина волны осцилляций параметра порядка равняется $2\pi\xi_{F2}$. В обсуждаемых ниже экспериментах в качестве ферромагнитного слоя SFS сэндвичей использовались сплавы $CuNi$ с низкими температурами Кюри и обменными энергиями. В случае относительно малых обменных энергий E_{ex} сравнимый вклад в распаривание дают как тепловая энергия, так и обменное поле. Общее выражение для комплексной длины когерентности в грязном слабом ферромагнетике будет иметь вид [5, 6]

$$\xi_F = \left(\frac{\hbar D}{2(\pi k_B T + iE_{ex})} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где D -коэффициент диффузии электронов в ферромагнетике. Выделяя из этого выражения вещественную и мнимую части, получим

$$\xi_{F1,2} = \sqrt{\frac{\hbar D}{((\pi k_B T)^2 + E_{ex}^2)^{1/2} \pm \pi k_B T}}. \quad (4)$$

Физическая причина пространственных осцилляций параметра порядка связана с обменным расщеплением электронных подзон с разными направлениями спинов. Электронный транспорт через SF -границу сопровождается прохождением куперовской пары в сверхпроводник и отражением дырочного возбуждения обратно в ферромагнетик (процесс андреевского отражения), при этом налетающий на границу электрон изменяет не только свой заряд, но также и свой спин, т.е. оказывается на ветви электронного спектра, принадлежащей другой спиновой подзоне, которая в чистом случае отделена по оси импульсов на величину $Q = E_{ex}/v_F$ (где v_F - скорость Ферми электронов в ферромагнетике) от ветви с противоположным спином [7]. В результате, в ферромагнетике возникает андреевское связанное состояние с ненулевым импульсом.

Переход в π -состояние должен проявлять себя в аномальной осциллирующей зависимости критического тока SFS сэндвича от толщины d_F ферромагнитного слоя. В связи со знакопеременностью параметра порядка (2) естественно ожидать, что в SFS контакте с толщиной ферромагнетика d_F близкой к половине длины волны осцилляций $\lambda_{ex}/2 = \pi\xi_{F2}$ знаки параметра порядка на сверхпроводящих берегах будут разными, т.е. разность фаз на переходе будет равна π в отсутствие внешнего поля и тока (что не противоречит стационарному уравнению Джозефсона (1)).

Экспериментальные исследования джозефсоновских характеристик SFS переходов ([5, 6, 8]) производились нами на тонкопленочных сэндвичах $Nb - Cu_{1-x}Ni_x - Nb$, в которых в качестве ферромагнитной прослойки были использованы сплавы $Cu_{1-x}Ni_x$ с x в интервале 0.52-0.57 и температурой Кюри $T_{Curie} = 30-150$ К. Слабый ферромагнетизм Cu/Ni сплавов, имеющий место в этом интервале концентраций, был важен прежде всего, в связи с необходимостью получения сплошных и однородных F -слоев, толщина которых была бы сравнима с длиной затухания пар ξ_{F1} . В слоях из классических ферромагнитных металлов (Co, Fe, Ni) длина затухания пар близка к 1 нм, поэтому приготовление тонкопленоч-

ных джозефсоновских SFS сэндвичей с использованием этих металлов затруднительно. Использование ферромагнитных сплавов с низкими температурами Кюри позволило нам увеличить длину затухания пар в десятки раз, что обеспечило возможность протекания сверхтоков через F -слои с толщиной, достигающей 20-30 нм, которые могли быть приготовлены с однородностью по толщине 1-2 нм. Другой важный результат использования ферромагнитных сплавов с низкой T_{Curie} - достижение предела $E_{ex} \geq k_B T$, позволяющего наблюдать переход джозефсоновского SFS контакта в π состояние при понижении температуры, поскольку длина волны осцилляций параметра порядка $2\pi\xi_{F2}$ уменьшается с понижением T (4). Переход в π -состояние при изменении толщины ферромагнитного слоя d_F и температуры впервые наблюдался в [5].

Недавно нами проведены подробные исследования [8] переходов $Nb - Cu_{0.47}Ni_{0.53} - Nb$ в широком интервале толщин d_F ферромагнитного слоя. В интервале $d_F=8-26$ нм (Рис. 1) изменение плотности критического тока составило 5-6 порядков, при этом в области некоторых толщин критический ток вел себя возвратным образом, достигая нуля. На рисунке можно видеть два таких отрицательных пика: первый (в области 11 нм) соответствует переходу из обычного "0"-состояния в π -состояние при толщине $d_{F,\pi1} \simeq \pi\xi_{F2}$, а второй - обратному переходу в 0-состояние при толщине $d_{F,\pi2} \simeq 2\pi\xi_{F2} = 22 - 23$. На вставке представлен также температурный 0- π -переход для сэндвича с $d_F=11$ нм. Таким образом интервал толщин 10-23 нм соответствует π -состоянию, которому формально отвечают отрицательные критические токи. Поскольку в реальном эксперименте с заданием тока через образец мы измеряем, фактически, абсолютные величины I_c , участок кривой между двумя узкими провалами есть отражение формальной зависимости из отрицательной в положительную часть графика.

Положение 0- π -переходов на Рис. 1 позволяет оценить значение $\xi_{F2} \simeq 4.12$, а наклон огибающей - характерную длину затухания параметра порядка $\xi_{F1} \simeq 1.34$. Видно, что эти две длины существенно различаются, причем это различие невозможно объяснить температурным вкладом, определяемым (4), который в интервале температур 1.7 - 4.2 К изменяет значение $\lambda_{ex} = 2\pi\xi_{F2}$ менее чем на 1 нм. При выводе (4) не были учтены процессы спин-орбитального рассеяния [4, 9] и рассеяния с переворотом спина [10, 11], которые как и температура должны увеличивать ξ_{F2} и уменьшать ξ_{F1} . Поскольку атомные номера меди и никеля сравнительно невелики, мы предполагаем, что влияние спин-орбитального рассеяния пренебрежимо по сравнению с рассеянием с переворотом спина. Последнее же может быть весьма существенным, что обусловлено наличием обогащенных никелем кластеров в $CuNi$ сплаве с концентрацией, близкой к 50 процентам [12, 13],

что приводит к неоднородностям магнетизма в F -слое.

На Рис. 2 показаны экспериментально измеренные температурные зависимости плотностей критического тока $j_c(T)$ SFS сэндвичей с различной концентрацией никеля ($x=0.52, 0.53$ и 0.54) в $Cu_{1-x}Ni_x$ -слое при толщинах d_F близких к значению обратного (π -0) перехода. Возвратная температурная зависимость - прямое следствие перехода при температуре $T = T_{\pi2}$. При понижении температуры "отрицательная" ветвь, соответствующая π -состоянию переходит в положительную область, проходя через нулевое значение критического тока. В соответствии с (??) длина ξ_{F2} - обратно пропорциональна $\sqrt{E_{ex}}$ и, следовательно $d_{F,\pi2} = \frac{7}{4}\pi\xi_{F2} \propto \sqrt{E_{ex}}$. Поскольку мы не имели возможности прямо измерить E_{ex} и судили о магнетизме F -слоя только по температуре Кюри, мы не можем произвести количественного сравнения полученных результатов с (4). Однако качественное соответствие налицо: чем больше содержание никеля в ферромагнитном сплаве, тем меньше период пространственных осцилляций параметра порядка в F -слое, что определяет меньшие толщины ферромагнетика, при которых возможно наблюдение температурного перехода в π -состояние в SFS сэндвиче.

Нами было предложено и реализовано несколько экспериментальных фазо-чувствительных методов непосредственного наблюдения перехода в π -состояние. Наиболее прямым способом детектирования сдвига разности фаз джозефсоновских контактов на π является исследование зависимостей критического тока от магнитного поля сверхпроводящих интерферометров с тремя контактами в ячейке [15]. В таких структурах при переходе контактов в π -состояние в отсутствие тока и внешнего поля в каждой ячейке возникает набег сверхпроводящей фазы равный нечетному числу π , что полностью аналогично приложению внеш-

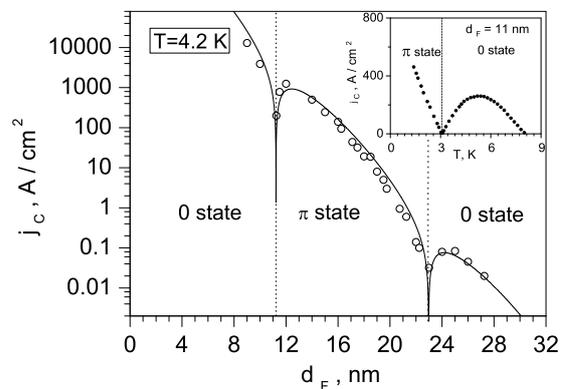


Рис. 1: Зависимость плотности критического тока $Nb - Cu_{0.47}Ni_{0.53} - Nb$ контактов от толщины ферромагнитного слоя при температуре 4.2 К. 0 - π -переход при $d_F = 11$ нм соответствует также полному занулению критического тока при $T=3.1$ К, как показано на кривой $j_c(T)$, представленной на вставке.

него магнитного потока, равного половине кванта потока $\Phi_0/2$ на ячейку интерферометра с тремя контактами в обычном 0-состоянии. Легко понять, что температурный 0- π переход контактов в такой структуре должен проявляться в сдвиге зависимости критического тока интерферометра от приложенного магнитного потока на половину периода, что и наблюдалось в эксперименте [6, 15].

Своеобразной визитной карточкой π -состояния является также возникновение спонтанного магнитного потока равного половине кванта $\Phi_0/2$ в сверхпроводящем кольце с одним π -контактом. Наличие фазового π -сдвига в контакте приводит к необходимости протекания по кольцу тока, создающего магнитный поток $\Phi_0/2$, соответствующий дополнительному набегу фазы π в замкнутом сверхпроводящем контуре. В работе [1], в которой предсказано существование π -контактов, было показано, что состояние со спонтанным потоком может реализоваться в одноконтактном интерферометре только в случае, когда $2\pi LI_c > \Phi_0$ (L -индуктивность сверхпроводящего кольца, I_c -

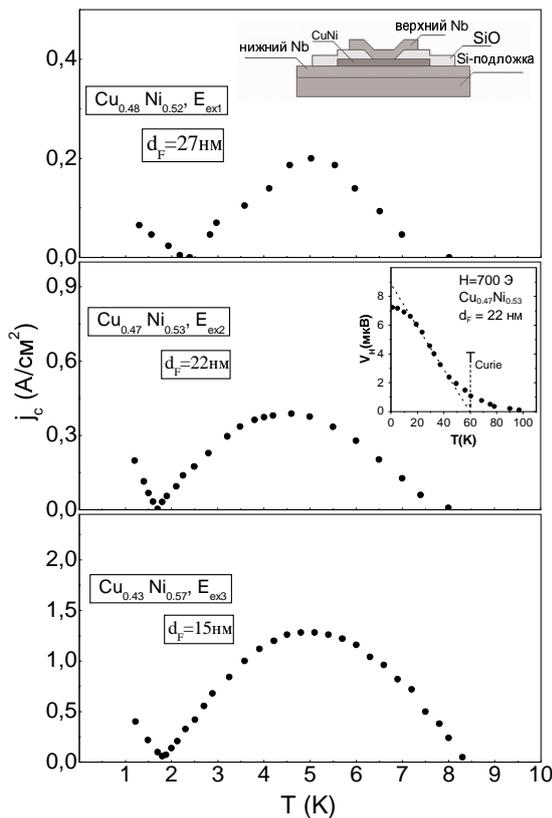


Рис. 2: Аномальные температурные зависимости плотности критического тока SFS контактов с различным содержанием Ni ($x = 0.52, 0.53$ и 0.57) в $Cu_{1-x}Ni_x$ слое $Nb - Cu_{1-x}Ni_x - Nb$ сэндвичей с толщиной d_F близкой к значению, соответствующему обратному переходу из π - в 0-состояние. Вставка на верхней панели показывает поперечное сечение SFS сэндвича (схематически). Вставка на средней панели - пример определения температуры Кюри на основании измерения намагниченности насыщения с помощью аномального эффекта Холла [14].

критический ток контакта), в противном случае в кольце невозможно создать спонтанный поток $\Phi_0/2$ и разность фаз на " π -контакте" будет равна нулю. Однако и в случае $2\pi LI_c < \Phi_0$, которое соответствует безгистерезисному режиму одноконтактного интерферометра, изменение токофазового соотношения от $I_s = I_c \sin \varphi$ к $I_s = -I_c \sin \varphi$ должно приводить к определяемому полупериодному сдвигу зависимости потока в интерферометре Φ от внешнего потока Φ_e : участок кривой $\Phi(\Phi_e)$ вблизи $\Phi_e = \Phi_0/2$, соответствующий разности фаз π в обычном контакте при переходе этого контакта в π -состояние переместится в начало координат и будет соответствовать нулевой разности фаз " π -контакта". Описанный эксперимент был выполнен недавно в работе [16]. Была использована возвратная зависимость $I_c(T)$ сэндвича $Nb - Cu_{0.47}Ni_{0.53} - Nb$ в области перехода в π -состояние, аналогичная представленной на вставке к Рис. 1. В непосредственной близости к $T_{\pi 2}$ реализовался безгистерезисный режим и переход в π -состояние проявлялся в полупериодном сдвиге характеристик одноконтактного интерферометра от магнитного поля. Дальнейшее увеличение критического тока в π -состоянии приводило к появлению спонтанного магнитного потока, нарастающего до значения $\Phi_0/2$. Недавно возникновение спонтанного магнитного потока в сетке SFS π - контактов наблюдалось непосредственно с помощью сканирующего сквид-микроскопа.

Работа была поддержана грантами РФФИ, ОФН РАН, Министерства науки и образования РФ, CRDF (N RP1-2413-CG-02) и INTAS (N 01-0809).

- [1] Булаевский Л. Н., Кузий В. В., Собянин А. А. *Письма в ЖЭТФ* **25** 314 (1977).
- [2] Бuzдин А. И., Булаевский Л. Н., Панюков С. В. *Письма в ЖЭТФ* **35** 147 (1982).
- [3] Бuzдин А. И., Вуйичич Б., Куприянов М. Ю. *ЖЭТФ* **101** 231 (1992).
- [4] Demler E. A., Arnold G. B., and Beasley M. R. *Phys. Rev. B* **55** 15174 (1997).
- [5] Ryazanov V. V., Oboznov V. A., Rusanov A. Yu., Veretennikov A. V., Golubov A. A., and Aarts J. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2427 (2001).
- [6] Ryazanov V. V., Oboznov V. A., Veretennikov A. V., Rusanov A. Yu., Golubov A. A., and Aarts J. Supplement to *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, **171**, 81 (2001).
- [7] de Jong M. J. M. and C. W. J. Beenakker C. W. J. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1657 (1995).
- [8] Ryazanov V. V., Oboznov V. A., Prokofiev A. S., Bolginov V. V., and Feofanov A. K. *J. Low Temp. Phys.* **136**, 385 (2004).
- [9] Krivoruchko V. N. and Petryuk R. V. *Phys. Rev. B* **66**, 134520 (2002).
- [10] Sellier H., Baraduc C., Lefloch F., and Calemczuk R. *Phys. Rev. B* **68**, 054531 (2003).
- [11] Cretinon L., Gupta A. K., Sellier H., Lefloch F., Faure M., Buzdin A., Courtois H. *to be published in*

- Phys. Rev. B*
- [12] Levin K. and Mills D. L. *Phys. Rev. B* **9** 2354 (1974).
- [13] Houghton R. W., Sarachik M. P., and Kouvel J. S. *Phys. Rev. Lett.* **25** 238 (1970).
- [14] Kontos T., Aprili M., Lesueur J., Genet F., Stephanidis B., and Boursier R. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 137007 (2002).
- [15] Ryazanov V. V., Oboznov V. A., Veretennikov A. V., Rusanov A. Yu. *Phys. Rev. B* **65**, 020501 (2002).
- [16] Frolov C. M., Van Harlingen D. J., Oboznov V. A., Bolginov V. V., and Ryazanov V. V. *Phys. Rev. B* **70**, 144505 (2004).

Короткопериодная рентгеновская оптика для коллимации, фокусировки и поляризации рентгеновского излучения

Ахсахалян А.Д., Вайнер Ю.А., Ключенков Е.Б., Лучин В.И., Пестов А.Е., Прохоров К.А., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И.

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950, ГСП-105
e-mail: chkhalo@ipm.sci-nnov.ru

1. Введение

Многослойные структуры (МС) с ультракороткими периодами, ($d = 0.8 - 3$ нм) представляют большой интерес как с точки зрения развития многослойной рентгеновской оптики, так и физики тонких пленок. В данной работе рассматривается три вопроса: применение короткопериодных зеркал для фокусировки и коллимации жесткого рентгеновского излучения; для поляризации и фазового сдвига мягкого рентгеновского излучения; изучение структурных параметров МС с помощью зеркального и диффузного рассеяния.

2. МС для коллимации и фокусировки жесткого рентгеновского излучения

Многослойные зеркала широко применяются, в том числе и в серийных дифрактометрах, для коллимации жесткого рентгеновского излучения. В этом случае отражающая поверхность зеркала выполнена в форме параболоида, а источник излучения помещается в его фокусе. Для удовлетворения условия Брэгга $2d(\varphi) \cdot \sin\varphi = \lambda$, где λ – длина волны, φ – скользкий угол падения, в точке с координатой (x, y) , на поверхность зеркала наносится МС с переменным значением период $d(\varphi)$. Учитывая малость углов скольжения это соотношение можно представить в виде

$$d(\varphi) \approx \lambda / 2\varphi \quad (1)$$

На выходе зеркала получается квазипараллельный и монохроматический пучок рентгеновского излучения, который может быть использован для дифрактометрических приложений. В зависимости от типа источника, оптической схемы коллиматора, выигрыш в светосиле, по сравнению со щелевым коллиматором, может составлять от 10 до 100.

Для фокусировки жесткого рентгеновского излучения форма отражающей поверхности зеркал выполняется в виде эллипса. Для обеспечения двумерной фокусировки применяются либо скрещенные системы двух или 4-х зеркал, либо эллипсоиды вращения.

Более подробно о методах изготовления и аттестации, а также технических характеристиках изготавливаемых зеркал и систем можно найти в трудах этой конференции [1,2].

2.1. Достоинства короткопериодных МС

Эффект применения короткопериодных зеркал для коллимации и фокусировки излучения рассмотрим на примере изображения источника с размером H_s эллиптическим зеркалом, рис.1.

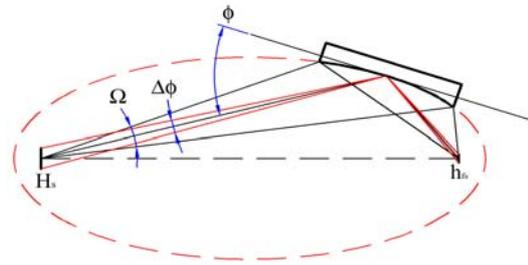


Рис.1. Схема с эллиптическим зеркалом для фокусировки жесткого рентгеновского излучения.

Рассмотрим два предельных случая: случай точечного источника, $H_s=0$ и «большого» источника, когда угловой размер источника больше полуширины кривой отражения МС, $\Delta\varphi > \delta\varphi_{Br}$. В случае точечного источника размер фокусного пятна не зависит от периода зеркала и определяется только погрешностями формы зеркала. Светосила I зеркала с длиной l пропорциональна угловой апертуре Ω зеркала и, с учетом соотношения (1), может быть представлена в виде

$$I \sim \Omega \cdot R \sim R \cdot l \cdot \varphi \sim R \cdot l / d, \quad (2)$$

где R – коэффициент отражения зеркала. Как видно из этого соотношения, при равенстве коэффициентов отражения, в случае точечного источника, эффективность короткопериодных зеркал растет пропорционально уменьшению периода.

Для случая «большого» источника в соотношении (2) для светосилы вместо пикового коэффициента отражения входит интегральный $\sim R \cdot \delta\varphi_{Br}$, где $\delta\varphi_{Br}$ – полуширина брэгговского пика отражения. Не трудно показать, что для МС с эквидистантными толщинами пленок и оптимизированных на максимальный коэффициент отражения произведение $\varphi \cdot \delta\varphi_{Br}$ не зависит от величины периода. При прочих равных условиях это означает независимость светосилы зеркала от периода МС.

Тем не менее, и в этом случае короткопериодные зеркала имеют важную особенность, связанную с уменьшением «эффективного» углового и, соответственно, линейного размера источника излучения

$$\delta\varphi_{\text{eff}} \cong \delta\varphi_{\text{Br}} \sim d \quad (3)$$

Таким образом, короткопериодные зеркала позволяют увеличить пространственное или дифракционное разрешение эксперимента без потери светосилы и без замены источника излучения, и рентгенооптической схемы прибора. Это весьма актуально при усовершенствовании существующих приборов.

3. МС для поляризации и фазового сдвига МР излучения

Хорошо известно, что из-за близости показателя преломления к единице в рентгеновском диапазоне, при угле падения, близком к 45° , р-поляризованная волна практически не отражается [3]. Это свойство МС широко используется для поляризации и анализа степени поляризации пучков МР излучения. В соответствии с условием Брэгга период поляризатора d_p составляет: $d_p \cong 0.707 \cdot \lambda$, где λ - длина волны излучения.

Для $\lambda < 1.4$ нм периоды поляризаторов смещаются в субнанометровую область.

Новые возможности для лабораторного использования поляризованных рентгеновских пучков открывают многослойные пленки «на просвет». Так как они не меняют ни направления, ни распространения, ни пространственное положение пучка, то легко могут быть встроены в любую существующую рентгенооптическую схему. Особо следует отметить технологию свободновисящих, без поддерживающей подложки, многослойных пленок, развиваемую в ИФМ РАН [4]. Помимо поляризационных свойств, эти пленки обладают и фазосдвигающими свойствами, в частности с их помощью можно получить «четверть-волновые» пластинки для МР диапазона. Более подробно о поляризационных свойствах пленок, получаемых в ИФМ РАН можно найти в трудах этой конференции [5].

Помимо необходимости нанесения МС с ультракороткими периодами, на фазовые и поляризационные характеристики этих пленок, значительное влияние оказывают такие структурные несовершенства, как флуктуации периода и межплоскостная шероховатость. Численный анализ влияния этих параметров можно найти в трудах конференции [6].

4. Проблема коэффициентов отражения короткопериодных МС

Одной из главных проблем реализации потенциала короткопериодных МС для выше описанных целей является достижение высоких коэффициентов отражения. На рис.2 приведены измеренные и рассчитанные на длине волны

0,154 нм (*Cu K α 1*) зависимости коэффициентов отражения ряда W/B_4C МС от периода. Как видно из рисунка, начиная с $d \approx 1.8 \div 2.0$ нм, коэффициенты отражения начинают резко падать. В то время как уменьшение глубины переходной области, σ , с нынешних 0,24 нм до 0,1 нм, позволит продвинуться в субнанометровую область минимальных периодов МС. Как показали технологические исследования, дальнейшее продвижение в сторону уменьшения глубины межслоевой области стало не возможным без детального понимания физической природы этого слоя.

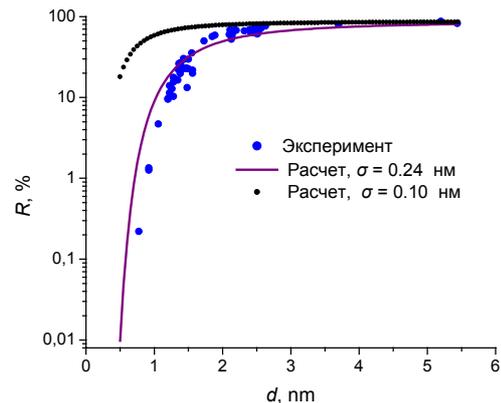


Рис.2. Зависимости коэффициентов отражения R от периода d для серии W/B_4C МС; длина волны 0,154 нм.

5. Исследование переходного слоя σ методом диффузного рассеяния

Переходной слой на границах между пленками σ , определяется как сложными физико-химическими процессами роста сверхтонких пленок, так и межплоскостными неровностями, наследуемыми от исходных неровностей подложки. Размер островков, степень сплошности пленок и исходные неровности подложки формируют геометрический профиль межслоевых границ, влияние которого на рассеяние рентгеновского излучения можно характеризовать среднеквадратической величиной отклонения реального профиля от плоскости σ_r (шероховатость). Взаимное перемешивание пленок, обусловленное процессами взаимодиффузии и имплантации высокоэнергичных частиц конденсата в процессе роста, приводит к размытию скачка электронной плотности на границе и может быть представлено средней глубиной перемешивания σ_m . Определение параметров σ_r и σ_m , а также минимальных толщин пленок, при которых сохраняется их сплошность, представляется важным с точки зрения понимания физики роста МС, а также позволит технологам оптимизировать процесс напыления структур.

Среди методов исследования структурных свойств МС рассеяние рентгеновского

излучения является наиболее информативным неразрушающим методом. При этом зеркальное отражение (*SR*) позволяет определить толщину и электронную плотность слоев, флуктуации толщин и глубину переходного слоя σ . Из угловых зависимостей интенсивности диффузного рассеяния (*DS*) можно получить информацию о корреляционной функции профиля шероховатостей и определить параметр σ_r .

Предполагая статистическую независимость процессов, определяющих параметры σ_r и σ_m , глубину перемешивания можно определить по формуле

$$\sigma_m = \sqrt{\sigma^2 - \sigma_r^2} \quad (4)$$

Важной особенностью диффузного рассеяния МС, является наличие резонансного рассеяния (*RDS*). Физически появление резонансов, так называемых квазибрэгговских пиков, объясняется интерференцией волн рассеянных на решетке, образованной пространственно скоррелированными по глубине МС неоднородностями межслоевых границ. Период такой решетки равен периоду многослойной структуры d , а общее число «штрихов» - l_{cc}/d , где l_{cc} – длина поперечной корреляции межслоевых границ. Наличие резонансного рассеяния позволяет существенно увеличить отстройки угла падения излучения от брэгговского, при исследовании индикатрис рассеяния, тем самым продвинуться в область высоких пространственных частот Фурье-образа исследуемых границ. Это обстоятельство является важным, так как позволяет производить исследования в лаборатории с использованием в качестве источника излучения относительно маломощных рентгеновских трубок. Кроме того, использование квазибрэгговских пиков существенно повышает достоверность анализа экспериментальных данных, так как увеличивает соотношение сигнал/фон.

Следует отметить, что, несмотря на значительный объем работ по применению *DS* для исследования зеркал, МС с ультракороткими периодами ($d \sim 1$ нм) не изучались ранее. Так что, оставался открытым вопрос о возможности применимости метода *RDS* для структурных исследований МС с ультракороткими периодами, поскольку отсутствие поперечной корреляции пленок может приводить к ослаблению или даже полному подавлению *RDS*.

5.1. Расчет угловой зависимости интенсивности *DS*

При расчете интенсивности *DS* использовалась теория, изложенная в [7], предполагающая границы полностью скоррелированными и описываемые одной случайной функцией $z = \xi(x, y)$, где (x, y) - радиус вектор в плоскости слоёв. В рамках

этого приближения были получены формулы, описывающие угловые зависимости интенсивности диффузного рассеяния

$$\langle |E_2(z=0)|^2 \rangle = \frac{4k_0^2 a^2}{(\Delta + \Delta_0)^2} \langle |f|^2 \rangle \sin^2 \frac{(\Delta + \Delta_0)L}{2q} \quad (5)$$

$$\langle |f|^2 \rangle = 2\pi l_{cc}^2 e^{-q^2 \sigma^2} \int_0^\infty \rho I_0(\rho) (e^{q^2 \psi(\rho)} - 1) d\rho$$

Где $q = \frac{2\pi}{d}$, d – период многослойной

структуры, k_0 – волновой вектор падающей волны, a – амплитуда Фурье-гармоники диэлектрической проницаемости многослойной структуры без шероховатостей границ раздела, L – общая длина структуры. Параметр

$$\Delta = (k_0 + k_0)^2 - k_0^2 a_0 + \frac{q^2}{4}$$

является отстройкой от условия Брэгга для рассеянных волн с составляющей волнового вектора вдоль слоёв, равной $k_0 + k_0$, k_0 – составляющая волнового

вектора падающей волны, $\Delta = \Delta_0 + \Delta$, $\psi(\rho) = \sigma^2 e^{-\frac{\rho^2}{2l_{cc}^2}}$

– корреляционная функция шероховатостей, l_{cc} – корреляционная длина и σ – межплоскостная шероховатость.

Измеряемой величиной является

$$I = \int_{\Omega_s} \langle |E_2(z=0)|^2 \rangle dp_x dp_y \quad (6)$$

где Ω_s – угловой размер входной щели детектора.

Из выражения (5) следует, что интенсивность диффузного рассеяния может иметь два максимума. Один из них, как обычно, находится в направлении зеркального отражения, т.к. множитель $\langle |f|^2 \rangle$ описывает,

по существу, диффузное рассеяние от одной границы и максимален при $\rho=0$. Угловое положение другого максимума, т.н. квазибрэгговского, удовлетворяет условию $\Delta + \Delta_0 = 0$.

5.2. Экспериментальные результаты

Эксперименты проводились на 4-х кристалльном дифрактометре Philips Expert Pro, с рабочей длиной волны 0,154 нм (*Cu K α* линия). Рабочие параметры рентгеновской трубки были следующие: напряжение $U_a = 30$ кВ, ток электронного пучка $I_e = 20$ мА. Угловая расходимость излучения в плоскости дисперсии исследуемых образцов составляла 12 угловых секунд, размеры щелей на выходе монохроматора и входе детектора устанавливались на уровне 30 мкм, высоты щелей – 5 мм. Расстояние между исследуемым образцом и детектором составляло 320 мм.

На рис. 3 приведена типичная угловая зависимость интенсивности диффузного рассеяния от $W/B_0 C$ МС с числом периодов $N=500$. Параметры структуры, измеренные из угловых зависимостей зеркального отражения, составили: период $d = 1,315$ нм, доля вольфрама

в периоде $I=0,45$, глубина переходной области между материалами №1 и №2 $\sigma = 0,24$ нм.

Усреднение по 5-ти кривым DS, полученных при различных отстройках угла падения излучения на исследуемую МС от брэгговского, позволило определить следующие значения статистических параметров границ: длина поперечной корреляции $l_{cc} = 0,32 \pm 0,01$ мкм, среднеквадратическая шероховатость $\sigma_r = 0,12 \pm 0,01$ нм и $\sigma_m = 0,20 \pm 0,02$ нм. Следует отметить, что общая длина структуры составила $L = d \cdot N = 0,655$ нм.

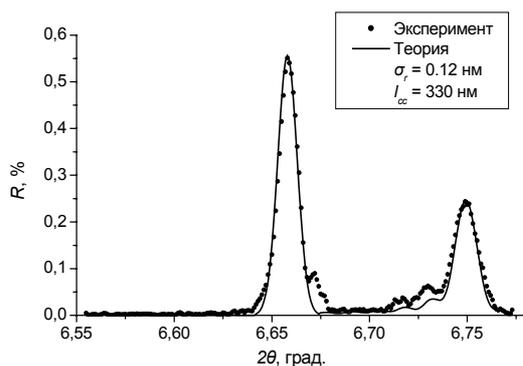


Рис.3. Кривые DS W/B_4C МС: $N=500$, $d = 1,315$ нм, $I=0,45$ и $\sigma = 0,24$ нм.

Зависимости параметров σ , σ_r и σ_m от величины периода приведены на рис.4.

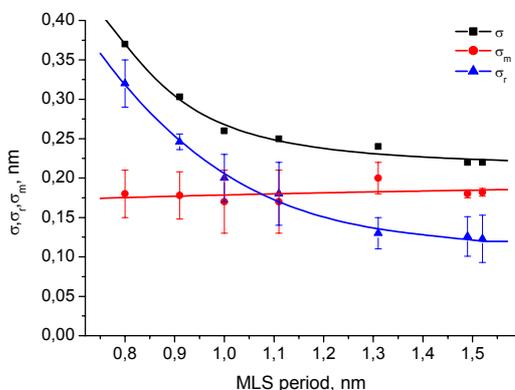


Рис.4. Зависимости длины переходной области σ , межплоскостной шероховатости σ_r и глубины замешанного слоя σ_m от периода d для серии W/B_4C МС.

6. Обсуждение полученных результатов

В работе рассмотрена актуальность короткопериодных зеркал для дальнейшего развития методов фокусировки и коллимации жесткого рентгеновского излучения, поляризации и фазового сдвига излучения в МР диапазоне.

Показано, что на данном этапе развития технологии метод магнетронного распыления позволяет получать МС состоящие более чем из 1000 отдельных пленок, толщиной каждая порядка 0,3-0,4 нм с относительной

флуктуацией толщины порядка 0,1% и абсолютной – менее $1,3 \cdot 10^{-3}$ нм. Основным фактором, снижающим коэффициенты отражения зеркал, является глубина переходной области между пленками.

Показано, что короткопериодные W/B_4C МС с числом периодов до $N=700$ представляют собой хорошо поперечно скоррелированные многослойные структуры с длиной корреляции примерно в половину длины всей структуры. В угловых зависимостях интенсивности диффузного рассеяния наблюдаются пики, соответствующие резонансному диффузному рассеянию. Это обстоятельство позволяет использовать метод RDS для структурных исследований короткопериодных МС.

В результате применения этого метода удалось разделить вклады в глубину переходной области между пленками собственно геометрической шероховатости и перемешивания пленок. Показано, что для структуры с периодом $d > 1,1$ нм больший вклад в несовершенство границ вносит не шероховатость, как предполагалось ранее многими авторами, а перемешивание пленок, приводящее к размытию скачка диэлектрической проницаемости на границе и, как следствие, к уменьшению отражения излучения.

Определены минимальные значения периодов W/B_4C МС, составляющие $d \sim 1,1 \div 1,2$ нм, при которых еще сохраняется сплошность пленок в многослойной структуре.

Другим интересным результатом исследования явился тот факт, что величина межплоскостной шероховатости МС оказалась существенно, более чем в 2 раза, меньше шероховатости поверхности подложек, на которые наносились эти структуры. Механизм «сглаживания» поверхности подложки требует дополнительного изучения.

Полученные данные позволяют целенаправленно совершенствовать технологию нанесения короткопериодных зеркал.

1. Ахсахалян А.А., Ахсахалян А.Д, Ключенков Е.Б. и др. Настоящий сборник.
2. Ахсахалян А.А., Ахсахалян А.Д, Дроздов Ю.Н. и др. Настоящий сборник.
3. Kozhevnikov I.V., Vinogradov A.V.// Phys. Scripta. 1987. V.17. P.137.
4. Андреев С.С., Бибишкин М.С., Кимура Х. и др.// Известия академии наук. Серия физическая, т. 68, №. 4, с. 563 (2004).
5. Лучин В.И., Лопатин А.Я., Чхало Н.И. и др. Настоящий сборник.
6. Барышева М. М. Настоящий сборник.
7. Fraerman A.A., Gaponov S.V., Genkin V.M., et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, **261**, 91 (1987)

Рентгеновская оптика в Институте проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН - 2004/2005

В.В. Аристов, Д.В. Рощупкин, Е.В. Шулаков

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка,
Россия.

e-mail: rochtch@ipmt-hpm.ac.ru

В институте проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН (ИПТМ РАН) работы в области рентгеновской оптике проводятся по следующим основным направлениям:

- многослойные рентгеновские зеркала и оптические дифракционные элементы на их основе;
- фокусирующая рентгеновская оптика;
- анализ структурного совершенства кристаллов;
- анализ акустических свойств пьезоэлектрических материалов.

ИПТМ РАН обладает всем необходимым комплексом научного оборудования для выполнения работ - от создания рентгенооптических элементов до проведения исследований их рентгенооптических свойств:

- магнетронное напыление многослойных зеркал;
- электронно-лучевая литография, фотолитография;
- ионное и плазмохимическое травление;
- сканирующая электронная микроскопия;
- лабораторные источники рентгеновского излучения Rigaku Rotaflex и Microflex, оснащенные специализированными гониометрами для проведения дифракционных и топографических исследований.

1. Многослойные рентгеновские зеркала и оптические дифракционные элементы на их основе

В ИПТМ РАН проводятся интенсивные исследования по изготовлению многослойных рентгеновских зеркал на основе пар элементов W/Si и исследованию рентгенооптических свойств зеркал и различных типов элементов на их основе (брэгг-френелевские зонные пластинки и дифракционные решетки). Многослойные зеркала изготавливают методом магнетронного напыления. Разработанное программное обеспечение позволяет формировать многослойные рентгеновские зеркала с заданными свойствами. На рис. 1(а) представлены кривая отражения периодического зеркала. Данный тип зеркал используется для изготовления брэгг-френелевских зонных пластинок и дифракционных решеток. На рис. 1(б-в) приведены кривые отражения зеркал со

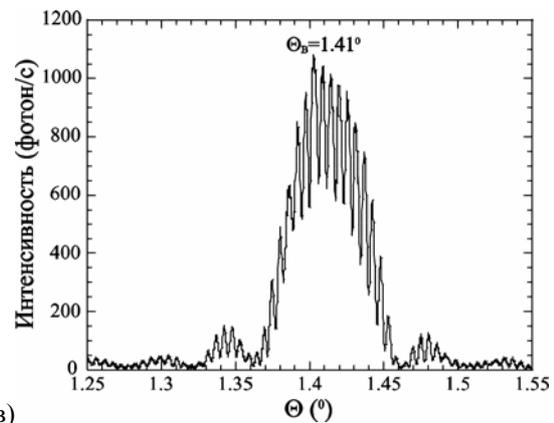
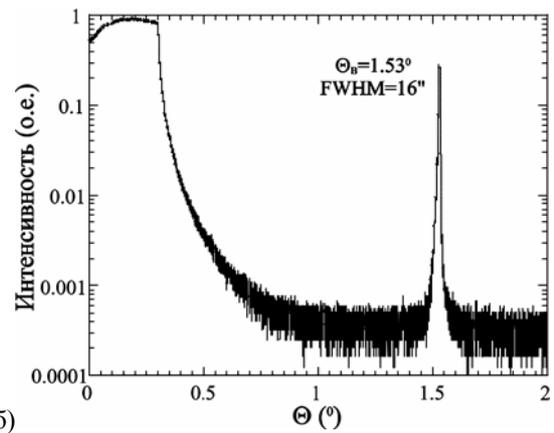
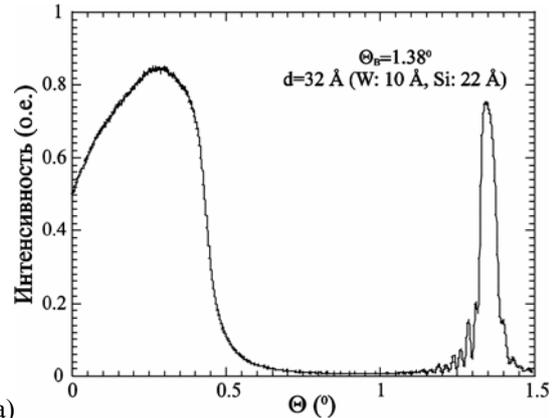


Рис. 1. Кривые отражения W/Si многослойных зеркал (излучение $CuK_{\alpha 1}$, $\lambda = 1.54 \text{ \AA}$): (а) периодическое зеркало, $d = 32 \text{ \AA}$; (б) зеркало со случайным изменением положения слоя W в слое $d = 29 \text{ \AA}$; (в) зеркало со специально заданным распределением слоев и вводом буферных слоев W.

специально заданным распределением толщин слоев. Модуляция положения W слоя в периоде многослойных зеркал позволяет получать очень узкий брэгговский пик (рис. 1(а), $\text{FWHM}=16''$) и использовать данные зеркала в качестве монохроматоров, а модуляция периода зеркала и введение дополнительных буферных слоев W позволяет осуществлять модуляцию интенсивности брэгговского пика (рис. 1(б)) и использовать данные зеркала в качестве анализаторов при исследовании рефракционного контраста.

На основе периодических многослойных зеркал путем профилирования с помощью ионных методов травления (или взрывной технологии) изготавливают многослойные дифракционные решетки, которые используются в дальнейшем в качестве спектральных дифракционных элементов. На рис. 2 представлена многослойная дифракционная решетка с периодом $D=2$ мкм (а), сформированная в многослойном зеркале методами электронно-лучевой литографии и ионного травления, и соответствующая карта распределения дифрагированной интенсивности (излучение $\text{CuK}_{\alpha 1}$, $\lambda=1.54 \text{ \AA}$), на которой можно наблюдать дифракционные сателлиты, толщинные осцилляции многослойного зеркала и диффузное рассеяние. На рис. 3 представлен пример дифракционной решетки с периодом $D=2$ мкм, в котором стохастически изменялось положение штриха с шириной 1 мкм в периоде (а) и соответствующая ей кривая качания (б). Из кривой качания видно, что случайное

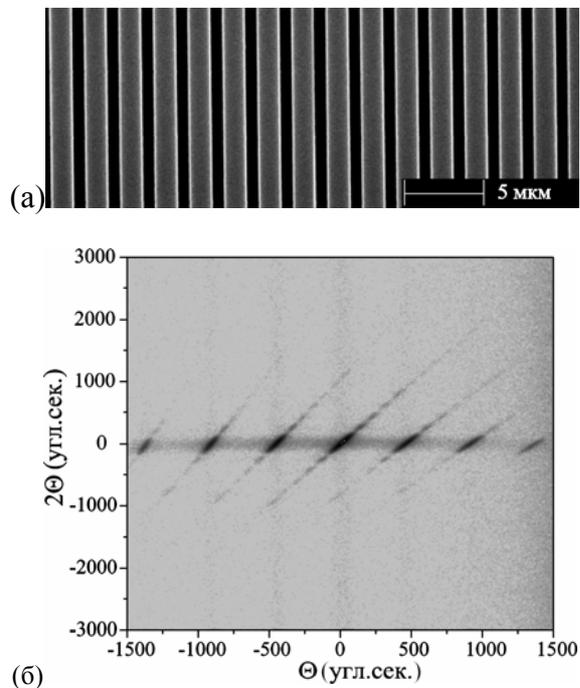


Рис. 2. Многослойная дифракционная решетка с периодом $D=2$ мкм, изготовленная на основе 50 пар слоев W/Si зеркала с $d=50 \text{ \AA}$: (а) дифракционная решетка, (б) карта распределения дифрагированной рентгеновской интенсивности.

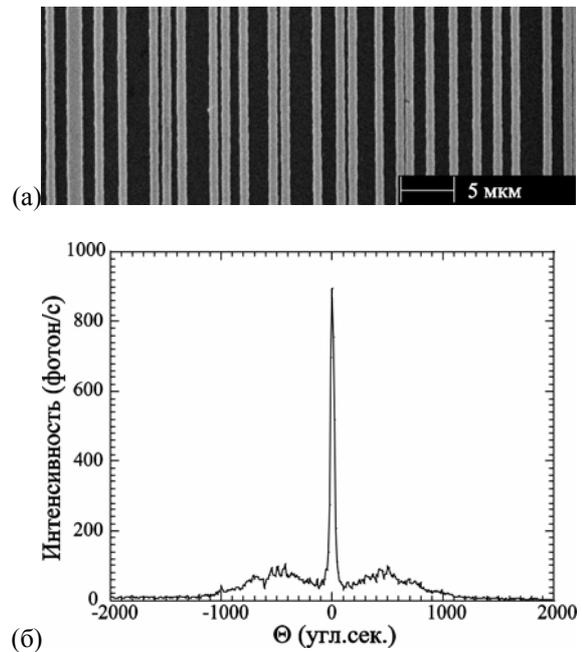


Рис. 3. Многослойная дифракционная решетка с периодом $D=2$ мкм (стохастическое изменение положения штриха в периоде), изготовленная на основе 50 пар слоев W/Si зеркала с $d=50 \text{ \AA}$: (а) дифракционная решетка, (б) кривая качания дифракционной решетки.

изменение положения штриха в периоде приводит к сжатию нулевого порядка дифракции ($\text{FWHM}=35''$) и подавлению остальных порядков дифракции.

2. Фокусирующая рентгеновская оптика

В ИПТМ РАН разработаны различные типы фокусирующих рентгенооптических элементов, которые позволяют осуществлять фокусировку рентгеновского излучения во всем диапазоне энергий от нескольких десятков эВ до 1 ГэВ:

- *френелевские линзы нормального падения* предназначены для фокусировки излучения в диапазоне энергий от 10 эВ до 8 кэВ в фокальное пятно размером до нескольких десятков нанометров;

- *дискретные френелевские линзы скользящего падения* позволяют фокусировать излучение в диапазоне энергий от 1 кэВ до 10 кэВ в фокальное пятно с субмикронными размерами и эффективностью фокусировки 80%;

- *брэгг-френелевские зонные пластинки* на основе профилированных многослойных интерференционных рентгеновских зеркал и совершенных кристаллов осуществляют фокусировку излучения с субмикронным размером фокального пятна в диапазоне энергий от нескольких сотен эВ до 100 кэВ с эффективностью до 40%;

- *преломляющая рентгеновская оптика* позволяет осуществлять фокусировку рентгеновского излучения в диапазоне энергий от 10 кэВ до 1 ГэВ с эффективностью до нескольких десятков процентов.

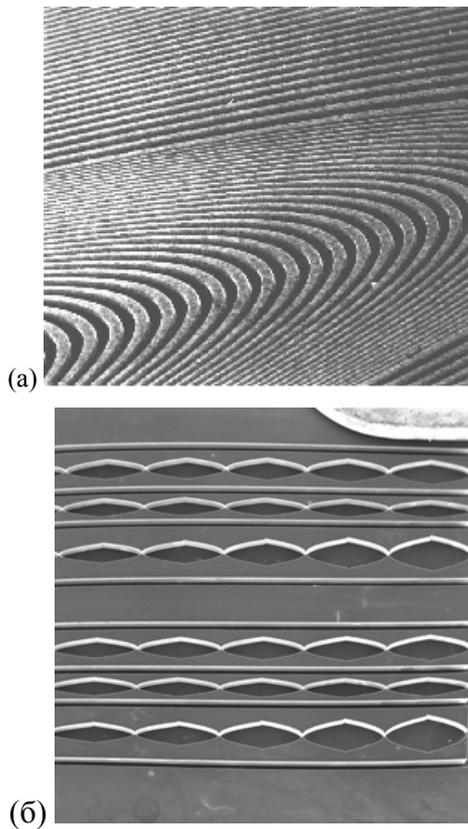


Рис. 4. Микрофотографии брэгг-френелевской зонной пластинки (а), профилированной в многослойном зеркале и планарных параболических линзах с масштабным сокращением радиуса кривизны (б).

На рис. 4 представлены примеры реальных структур фокусирующих рентгенооптических элементов.

3. Анализ структурного совершенства кристаллов

В ИПТМ РАН методами рентгеновской дифрактометрии и топографии проводятся исследования структурного совершенства пьезоэлектрических (лангасит $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ и лангатат $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Ta}_{0.5}\text{O}_{14}$), сегнетоэлектрических (LiNbO_3 и LiTaO_3) и сегнетоупругих кристаллов ($\text{Gd}_2(\text{MoO}_4)_3$), применяемых в акусто- и оптоэлектронике. Исследования проводятся как на лабораторных источниках рентгеновского излучения, так и в Курчатовском центре синхротронного излучения.

На рис. 5 представлены примеры рентгеновских топограмм кристаллов лангатата (а) и лангасита (б). Топограммы были получены от поперечных срезов кристаллов, выращенных вдоль оси роста $\{011\}$. На топограмме 5(а) можно наблюдать границы области центров окраса и скопление дислокаций вблизи одной из границ. На топограмме 5(б) приведено изображение полос роста на поперечном срезе кристалла лангасита. В данном случае выход полос роста на поперечный срез связан с большим диаметром кристалла (4-дюйма) и

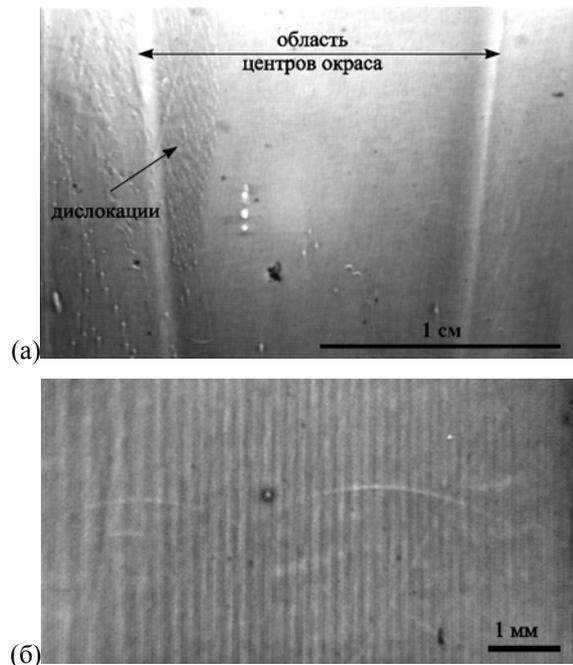


Рис. 5. Рентгеновские топограммы поперечных срезов кристаллов лангатата $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Ta}_{0.5}\text{O}_{14}$ (а) и лангасита $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ (б). Отражение (022), $E = 17$ кэВ.

сферической формой фронта кристаллизации при выращивании кристаллов методом Чохральского.

В сегнетоэлектрических кристаллах LiNbO_3 и LiTaO_3 рентгеновские дифракционные и топографические методы используются для исследования регулярных доменных структур, сформированных ростовыми и послеростовыми методами. В данных кристаллах формируются 180° доменные структуры. Применение рентгеновских методов позволяет определять как направления векторов спонтанной поляризации в соседних доменах, так и определять знак доменных границ. На рис. 6 представлены топограммы кристаллов LiNbO_3 с регулярными доменными структурами, сформированными методом послеростовой термоэлектрической обработки вблизи температуры Кюри в условиях приложения знакопеременного электрического поля. На топограмме 6(а) можно наблюдать влияние стехиометрии состава кристалла на процесс формирования доменных структур: искажение доменных структур связано с изменением стехиометрии состава кристалла вдоль оси Z, что приводит к отклонения значения температуры Кюри вдоль оси роста и в конечном счете влияет на процесс переполаризации кристалла. На топограмме 6(б) приведено изображение двумерной доменной структуры, сформированной при одновременном приложении знакопеременных электрических полей вдоль полярной оси Z и пьезоэлектрически активной оси Y.

В сегнетоупругом кристалле $\text{Gd}_2(\text{MoO}_4)_3$ метод рентгеновской топографии используется для исследования влияния упругих напряжений

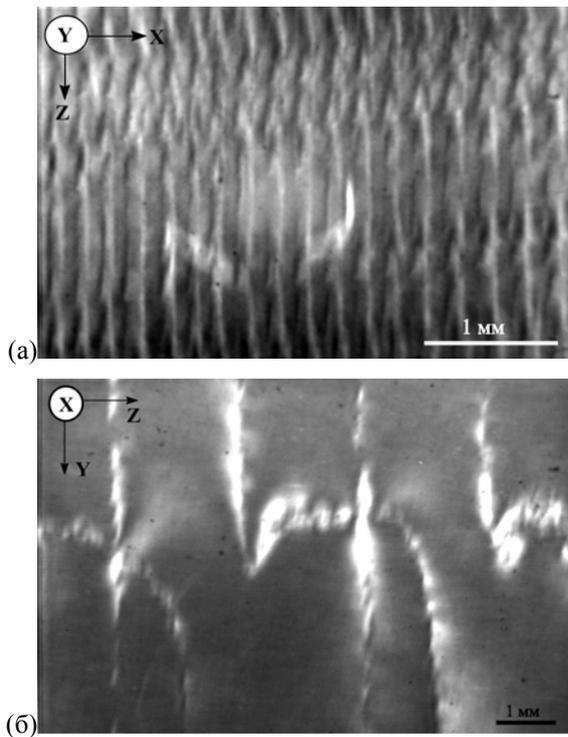


Рис. 6. Рентгеновские топограммы доменных структур в кристалле LiNbO_3 : (а) Y-срез, отражение (030); (б) X-срез, отражение (110). $E = 8.047$ кэВ.

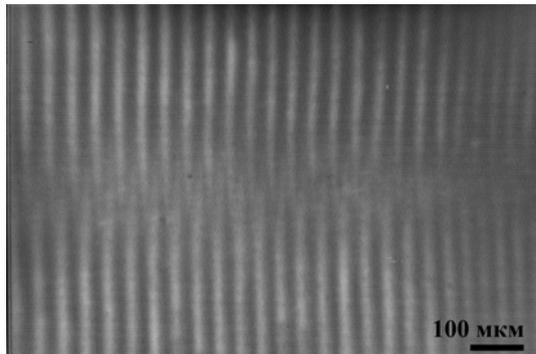


Рис. 7. Топограмма доменной стенки типа зигзаг в Z-срезе кристалле $\text{Gd}_2(\text{MoO}_4)_3$. Отражение (003), $E = 8.047$ кэВ.

на процесс формирования доменных границ. Приложение механических напряжений по заданным направлениям позволяет формировать два типа доменных границ: линейные и типа зигзаг. На рис. 7 показана топограмма доменной стенки типа зигзаг. Интерес к данному типу доменных границ связан с возможностью их применения в качестве брэгговских дифракционных решеток для акустических фононов.

4. Анализ акустических свойств пьезоэлектрических материалов

Методы высокоразрешающей рентгеновской топографии и дифрактометрии используются для анализа распространения акустических волновых полей в пьезоэлектрических кристаллах.

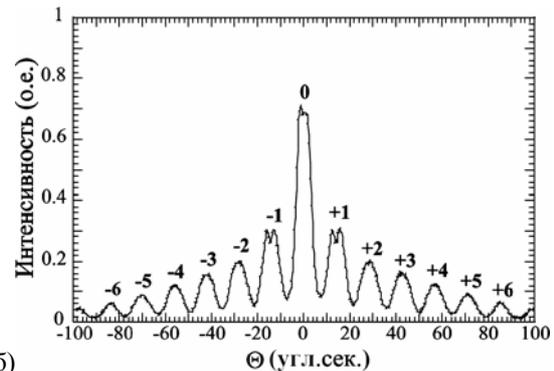
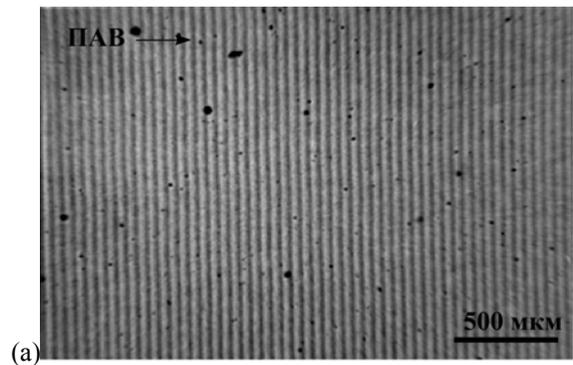


Рис. 8. (а) Рентгеновская топограмма поля стоячей поверхностной акустической волны ($\Lambda = 100$ мкм) в YZ-срезе кристалла LiNbO_3 ; отражение (030), $E = 8.047$ кэВ. (б) Дифракционный спектр 127° Y'-среза кристалла LiNbO_3 , промодулированного поверхностной акустической волной с $\Lambda = 4$ мкм; отражение (104), $E = 13$ кэВ.

Поверхностная акустическая волна, распространяясь в кристалле, вызывает синусоидальную деформацию кристаллической решетки. Так как скорость распространения акустических фононов существенно меньше скорости света, то ультразвуковая сверхрешетка является стационарной для рентгеновского излучения. Применение метода рентгеновской топографии позволяет непосредственно визуализировать акустические поля стоячих и бегущих поверхностных акустических в области дифракции Френеля и определять значения амплитуд колебаний кристаллической решетки (рис. 8(a)). Применение высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии позволяет на основе анализа дифракционных спектров (рис. 8(б)) определять амплитуды и длины волн ультразвуковых сверхрешеток, затухание акустических колебаний кристаллической решетки по глубине кристалла и вдоль направления распространения, измерять углы сноса потока акустической энергии и однонаправленность распространения.

Работы в области рентгеновской оптики выполняются при поддержке РФФИ (проекты № 04-02-16456, 04-02-17365, 03-02-17267) и МНТЦ (грант № 1794).

Неколлинеарный магнетизм в металлических наносистемах

В.М.Уздин

МЦ ДПО Санкт-Петербургского государственного Университета,
14 линия В.О., д. 29, 199178, Санкт-Петербург, Россия.
e-mail: uzdin@vu1864.spb.edu

Развитие современных нанотехнологий стимулировало интерес к неколлинеарному магнетизму. Неколлинеарное магнитное упорядочение было обнаружено в металлических магнитных сверхрешетках, сэндвичевых структурах, 3d-кластерах на поверхности немагнитных металлов и других низкоразмерных системах. Как правило, природа неколлинеарности связана со структурными дефектами, нарушением пространственной однородности и магнитными фрустрациями. Для феноменологического описания поведения таких систем используются полуэмпирические модели, постулирующие различные механизмы, ответственные за формирование неколлинеарного магнитного порядка.

В магнитных сверхрешетках, например, неколлинеарное упорядочение связывают с флуктуациями толщины слоев [1]. Если предположить, что гейзенберговское обменное межслойное взаимодействие в сверхрешетках зависит от толщины немагнитных слоев, а те, в свою очередь, меняются в зависимости от координаты в плоскости сверхрешетки, то эффективный обмен будет содержать биквадратичный член и магнитные моменты в соседних магнитных слоях будут упорядочены неколлинеарно. Другой механизм связан с предположением о существовании магнитных атомов, попавших в немагнитный слой вследствие перемешивания при эпитаксиальном росте (“потерянные спины”) [2]. Взаимодействие магнитных моментов, локализованных на этих атомах, с магнитными слоями посредством косвенного обмена через зону проводимости немагнитного слоя также может привести к неколлинеарному упорядочению в сверхрешетке.

Для микроскопического описания неколлинеарного магнетизма в системе с коллективизированными электронами используются как расчеты из первых принципов, так и вычисления, основанные на методе модельных гамильтонианов.

Остановимся подробнее на подходе, основанном на периодической модели Андерсона (ПАМ) [3]. Модель предполагает существование двух энергетических зон, отвечающих квазилокализованным $3d$ - и коллективизированным $4s$ -электронам. S - d -взаимодействие на узлах решетки предполагается существенно большим, чем d - s - d взаимодействие электронов, локализованных на разных узлах. В этом случае сначала формируются резонансные d -состояния на узлах, имеющие конечную ширину Γ за счет s - d взаимодействия, а затем включаются переходы между различными узлами. Интегралы перескока V_{ij} включают как вклад от прямых d - d переходов, так и переходов через

зону проводимости. Исходный гамильтониан ПАМ инвариантен относительно выбора оси квантования магнитного момента. Однако, эта симметрия пропадает и выделенное направление появляется при самосогласовании, выполняемом в приближении Хартри-Фока. Поэтому, при описании неколлинеарного магнетизма сначала переходят в локальную систему координат, в которой ось квантования направлена вдоль магнитного момента на каждом узле, там используют приближение самосогласованного поля, а затем возвращаются в лабораторную систему отсчета с единой для всех локальных моментов осью квантования. При этом наряду с переходами d -электронов между различными узлами с сохранением проекции спина появляются переходы на одном узле с переворотом спина. Соответствующие интегралы перехода зависят от величины и направления магнитных моментов.

Уравнения для функций Грина d -электронов $G_{ij}^{\alpha\beta}(\omega)$ в этом случае имеет вид:

$$(\omega - E_i^\alpha) G_{ij}^{\alpha\beta}(\omega) - \sum_{k\gamma} V_{ik}^{\alpha\gamma} G_{kj}^{\gamma\beta}(\omega) = \delta^{\alpha\beta} \delta_{ij}$$

Здесь нижний и верхний индексы нумеруют узлы решетки и проекцию спина (+,-) соответственно; δ - символ Кронекера. Энергии d -электрона с проекцией спина α на узле i E_i^α и интегралы перехода $V_{ik}^{\alpha\gamma}$ выражаются через число d -электронов N_i , модуль магнитного момента M_i и углы θ_i и φ_i , который магнитный момент составляет с осью квантования.

$$E_i^\pm = E_{0i} + \frac{U_i N_i}{2} \mp \frac{U_i M_i}{2} \cos \theta_i$$

$$V_{ik}^{\alpha\gamma} = (\delta^{\alpha\beta} - 1) \delta_{ij} \frac{U_i M_i}{2} e^{i\varphi_i} \sin \theta_i + (1 - \delta_{ij}) \delta^{\alpha\beta} v(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j)$$

Не зависящая от спина часть энергии E_{0i} , отсчитываемая от уровня Ферми, Кулоновский интеграл U_i и интегралы перехода без переворота спина $v(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) = v(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|)$ измеряются в единицах ширины d -уровня Γ . Магнитный момент M_i и число d -электронов N_i на каждом атоме выражается через мнимую часть функции $G_{ij}^{\alpha\beta}$. Выражение для M_i в общем случае содержит вклад от недиагональных матричных элементов функции Грина. Безразмерные параметры E_{0i}/Γ и U_i/Γ выбираются так, чтобы в рамках коллинеарной модели воспроизводились

число d-электронов и магнитный момент в массивном образце. В рамках этого подхода удается провести самосогласованные расчеты величины и направления магнитных моментов на каждом атоме и рассчитать усредненные характеристики, измеряемые в эксперименте. В частности, можно получить наблюдаемое в эксперименте биквадратичное межслойное обменное взаимодействие в сверхрешетках Fe/Cr со ступенчатым интерфейсом [4].

Расчеты магнитных наноструктур на немагнитной подложке привлекли последнее время большое внимание благодаря их новым необычным свойствам, важным как для фундаментальной теории магнетизма, так и для приложений при создании новых электронных устройств. Малые магнитные кластеры, состоящие из нескольких атомов, представляют отдельный интерес, поскольку, во-первых, это "строительные блоки" при эпитаксиальном росте и, во-вторых, они демонстрируют очень интересное поведение, которым можно управлять путем изменения внешних условий, таких как температура или магнитное поле. Подобные явления не наблюдаются ни для отдельных адсорбированных атомов вследствие простоты системы, ни для больших (на атомном масштабе) объектов, таких как островки или монослои, благодаря статистическому усреднению. Несмотря на большое количество теоретических работ посвященных магнитным наноструктурам на металлической поверхности, многие аспекты их поведения до сих пор не ясны и противоречивы.

Сложное магнитное поведение малых кластеров обычно связано с конкуренцией нескольких взаимодействий и с существованием нескольких метастабильных состояний, близких по энергии. Основное состояние можно тогда изменить внешним воздействием и это приведет к большому изменению характеристик кластера, таких, например, как полный магнитный момент. Расчеты из первых принципов малых кластеров на металлической поверхности предсказывают множество интересных сценариев магнитного поведения в зависимости от элементного состава кластера, типа подложки и микроскопического расположения атомов [5-7].

Степанюк и др. [5], с помощью KKR -метода функций Грина в коллинеарном приближении обнаружили четыре магнитные конфигурации практически для всех $3d$ -тримеров на поверхности Cu(001). Величина полного магнитного момента для тримера Cr изменялась от 0 до $12 \mu_B$ при переходе от "АФ" к "высокоспиновому ФМ" состоянию. Похожая ситуация с существованием нескольких спиновых состояний для изолированного Mn_3 кластера была обнаружена в [8] с помощью комбинации метода атомных-молекулярных орбиталей с формализмом функционала плотности. Однако большинство расчетов из первых принципов были выполнены в предположении о коллинеарном магнитном состоянии, хотя оно часто не является основным для малых кластеров и даже для $3d$ -монослоев. Вопрос об устойчивости решений

относительно вращений магнитных моментов не может быть решен в рамках коллинеарной модели. Если такой устойчивости нет, то вывод относительно скачкообразных переходов между различными магнитными состояниями является лишь артефактом коллинеарной модели.

Лишь недавно появился ряд результатов, полученных при расчетах из первых принципов, которые подтвердили важность учета неколлинеарности для реалистичного описания низкоразмерных магнитных систем. Например, расчеты электронной и магнитной структуры монослоев Cr и Mn на треугольной решетке на поверхности Cu(111), выполненные методом FLAPW с учетом неколлинеарности, показали, что основным магнитным состоянием является трехмерная неколлинеарная спиновая структура для Mn и двумерное неколлинеарное 120° Неелевское состояние для Cr [9]. Расчеты в рамках неколлинеарного PAW-метода дали аналогичное основное состояние для монослоя Cr, но коллинеарное основное состояние с антиферромагнитно (АФ) связанными рядами и $c(2 \times 2)$ периодичностью для Mn. [10].

Ситуация с малыми кластерами еще более сложна. Исследование эффекта неколлинеарности в АФ связанных кластерах с использованием общей, инвариантной относительно вращения, формы теории функционала локальной спиновой плотности, показывает, что малые кластеры Cr ($N < 13$) стремятся к неколлинеарной конфигурации локальных моментов вследствие фрустраций [11]. Ода и др. [12] в рамках метода функционала спиновой плотности совместно с методом молекулярной динамики обнаружили неколлинеарную магнитную структуру даже для свободного кластера Fe_3 в виде линейной цепочки. Поэтому, исследование неколлинеарной структуры и ее зависимости от внешних параметров чрезвычайно важно для понимания магнетизма малых кластеров.

Проведенные в рамках ПАМ расчеты [13-15], показали, что неколлинеарное упорядочение для малых кластеров на подложке является типичным явлением. Большинство кластеров в форме тримера (рис.1), построенных из магнитных $3d$ -элементов на проводящей поверхности, демонстрируют неколлинеарное упорядочение по крайней мере в определенной области значений параметров перескока, определяемых межатомными состояниями в кластере.

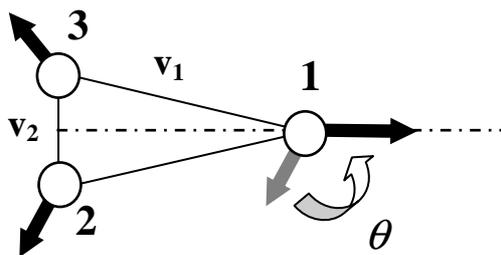


Рис.1 Конфигурация магнитного тримера.

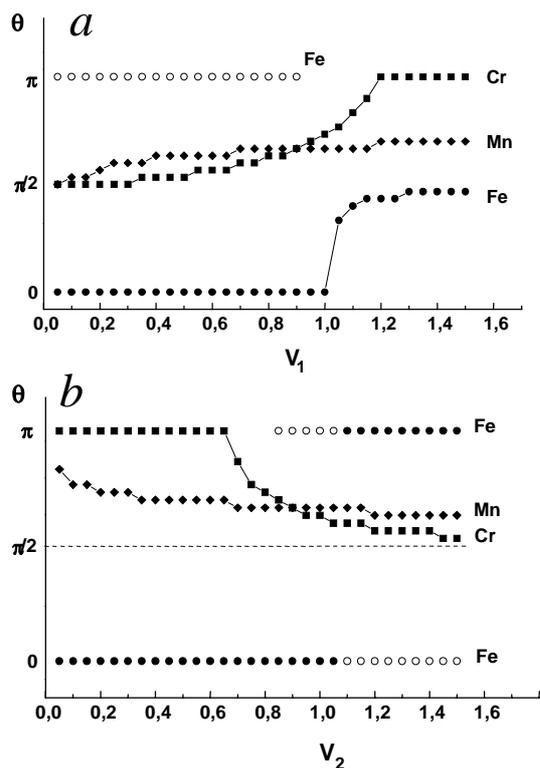


Рис. 2 Угол между магнитными моментами атомов 1 и 2 в тримере как функция параметра перехода v_1 (при $v_2=0.9$) (a) и v_2 (при $v_1=0.9$) (b).

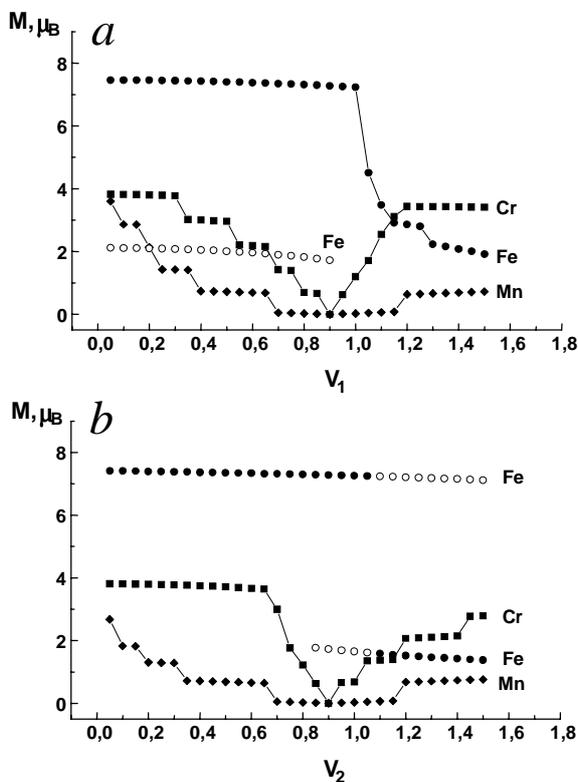


Рис. 3 Полный магнитный момент тримера как функция параметра перехода

На рис. 2a и 2b представлена зависимость угла θ между магнитными моментами атомов тримера 1 и 2 в основном состоянии от параметров перескока v_1 и v_2 соответственно. Зависимость полного магнитного момента тримера от тех же параметров показана на рис. 3a и 3b v_1 (при $v_2=0.9$) (a) и v_2 (при $v_1=0.9$) (b). Видно, что характеристики тримера и его магнитная структура меняются непрерывно при изменении параметров перескока. Отметим, однако, что даже в неколлинеарной модели во внешнем магнитном поле существуют метастабильные магнитные состояния и переходы между этими состояниями могут быть вызваны изменением магнитного поля [14,15].

Неколлинеарное упорядочение в магнитных кластерах, адсорбированных на проводящей поверхности особенно интересно в связи с обнаружением методами туннельной спектроскопии в этих системах Кондо-резонансов. Эффект Кондо возникает из-за рассеяния с переворотом спина электронов зоны проводимости на магнитных примесях. Это рассеяние приводит к сильно коррелированному многочастичному основному состоянию, в котором электроны проводимости создают поляризованное по спину "облако" вокруг магнитной примеси. Кондо-облако формируется при температурах ниже характерной "температуры Кондо" и приводит к аномальным транспортным свойствам и магнитной восприимчивости разбавленных магнитных сплавов. Низкоэнергетические возбуждения Кондо примеси приводят к узкому резонансу на уровне Ферми металла матрицы. Сканирующая туннельная микроскопия предоставляет новое средство для изучения эффекта Кондо в системе магнитных атомов на металлической немагнитной подложке с беспрецедентной точностью. С помощью сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) возможно получить изображение отдельного атома и затем изучать Кондо резонанс, измеряя вольт-амперные характеристики. Это позволяет говорить о возрождении интереса к эффекту Кондо, которое было стимулировано сканирующей туннельной спектроскопией [16].

Когда магнитные примеси помещены достаточно близко друг к другу, так что перекрываются их d-оболочки, их взаимодействие включает прямой обмен и взаимодействие через зону проводимости подложки. В этом режиме прямое взаимодействие и химическая связь играют ключевую роль при формировании магнитного состояния. Примеси должны рассматриваться скорее как молекулы, чем слабо связанные независимые атомы. В молекулах прямой обмен стремится упорядочить спины соседних магнитных атомов параллельно (чтобы минимизировать Кулоновское отталкивание), тогда как химическая связь, способствует уменьшению полного спина системы. Полный момент молекулы определяется конкуренцией этих эффектов и часто приводит к неколлинеарному магнитному упорядочению в кластере.

Одновременный учет неколлинеарности и многочастичных корреляций представляет собой сложную и до сих пор до конца не решенную за-

дачу. Изучение малых кластеров на поверхности открывает новое направление в физике сильно коррелированных систем. Хотя менять свойства конкретной магнитной примеси и ее взаимодействия с металлом матрицы не представляется возможным, для малых кластеров, как тример на поверхности, даже слабое изменение межатомных расстояний или внешних условий может привести к вращению отдельных моментов и, следовательно, к качественно иному многочастичному основному состоянию.

Эффект изменения основного многочастичного состояния при изменении межатомных расстояний уже был экспериментально обнаружен в тримере Cr на поверхности Au. Такие кластеры представляют собой простейшие системы, в которых магнитные фрустрации приводят к неколлинеарному упорядочению [13]. Исследования с помощью СТМ показали, что компактный тример Cr₃ демонстрирует два различных типа состояний. В первом состоянии СТМ-спектры не содержат никаких особенностей, тогда как во втором на уровне Ферми наблюдается узкий резонанс, соответствующий температуре Кондо T_K ≈ 50 К. Это значение на порядки величин превосходит T_K для одиночного атома Cr на поверхности, которое определено ниже 6 К [17].

Теоретическое объяснение такого значительного увеличения T_K было предложено на основе вариационных расчетов в рамках гамильтониана Коблина-Шриффера [18]. Оказалось, что переход в синглетное Кондо-состояние одного из атомов тримера снимает фрустрации обменного взаимодействия и компенсирует потерю энергии за счет перехода атома в немагнитное состояние. В результате оказывается, что T_K для атомов, расположенных в вершинах равнобедренного треугольника всегда ниже, чем для отдельного атома Cr на поверхности. Состояние с минимальной энергией представляет собой суперпозицию состояний, в которых магнитный момент одного из атомов тримера полностью экранируется электронами зоны проводимости подложки. В равностороннем тримере все атомы эквивалентны и выигрыш в энергии, который и определяет температуру Кондо системы, оказывается весьма значительным. Однако, при увеличении расстояния от одного атома до двух других этот выигрыш быстро уменьшается.

На рис. 4 представлена зависимость энергии перехода в Кондо-состояние от параметра Δ, определяемого разностью обменных взаимодействий между атомами 1 - 2 и 2 - 3 на рис. 1. Для равностороннего тримера Δ=0. Стрелкой обозначена точка, соответствующая T_K = 6 К - температуре при которой проводился эксперимент. Очевидно, что уже небольшой сдвиг одного из атомов может привести к выходу из Кондо-состояния, что и наблюдалось в эксперименте [17].

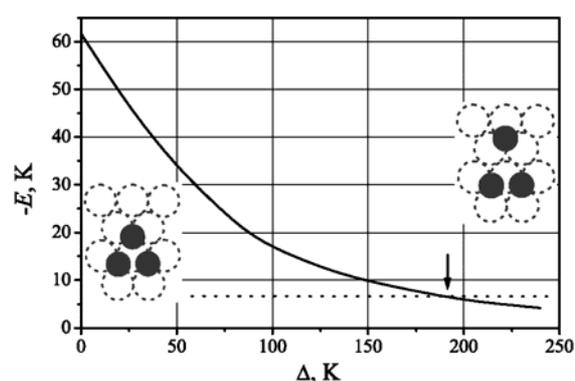


Рис. 4 Зависимость выигрыша энергии при переходе в Кондо-состояние от параметра Δ, характеризующего разнице обменных взаимодействий между атомами тримера.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 04-02-16024 и 03-02-17168) и ИНТАС (01-0386, 03-51-4778)

- [1] J.C. Slonczewski, Phys. Rev. Lett., **67**, 3172 (1991).
- [2] J.C. Slonczewski, J. Appl. Phys. **73**, 5957 (1993).
- [3] V.M. Uzdin, N.S. Yartseva, Comp. Material Sci., **10**, 211 (1998).
- [4] V.M. Uzdin, N.S. Yartseva, S.V. Yartsev, J. Magn. Magn. Mater., **196-197**, 70 (1999).
- [5] V.S. Stepanyuk, W. Hergert, P. Rennert, K. Wildberger, R. Zeller and P.H. Dederichs, Solid State Commun., **101** 559 (1997).
- [6] S. E. Weber, B.K. Rao, P. Jena, V. S. Stepanyuk, W. Hergert, K. Wildberger, R. Zeller, P.H. Dederichs, J. Phys.: Condens. Matter, **9**, 10739 (1997).
- [7] V.S. Stepanyuk, W. Hergert, P. Rennert, K. Wildberger, R. Zeller and P.H. Dederichs, Phys. Rev. **B59**, 1681 (1999).
- [8] M.R. Pederson, F. Reuse, S.N. Khanna, Phys. Rev. B, **58**, 5632 (1998).
- [9] Ph. Kurz, G. Bihlmayer, K. Hirai, and S. Blugel, Phys. Rev. Lett., **86**, 1106 (2001).
- [10] D. Hobbs and J. Hafner, J. Phys: Condens. Mat., **12**, 7025 (2000).
- [11] C. Kohl, G.F. Bertsch, Phys. Rev. **B60**, 4205 (1999).
- [12] T. Oda, A. Pasquarello, R. Car, Phys. Rev. Lett. **80**, 3622 (1998).
- [13] S. Uzdin, V. Uzdin and C. Demangeat, Europhys. Lett., **47**, 556 (1999).
- [14] S. Uzdin, V. Uzdin, C. Demangeat, Comp. Mat. Sci., **17**, 441 (2000).
- [15] S. Uzdin, V. Uzdin, C. Demangeat, Surf. Sci. **482-485**, 965 (2001).
- [16] L. Kouwenhoven, L. Glazman, Physics World, January 2001 (cond-mat/0104100).
- [17] T. Jamneala, V. Madhavan, and M. F. Crommie, Phys. Rev. Lett., **87**, 256804 (2001).
- [18] Y.B. Kudasov, V.M. Uzdin, Phys. Rev. Lett., **89**, 276802 (2002)

Зондирование магнетизма и динамики наноструктур ядерным рассеянием синхротронного излучения.

А.И.Чумаков

European Synchrotron Radiation Facility, BP220, Grenoble, France

и

Российский Научный Центр «Институт Курчатова», Москва

email: chumakov@esrf.fr

Ядерное рассеяние синхротронного излучения представляет собой совокупность методов, объединённых общим процессом взаимодействия – резонансным возбуждением ядерных уровней низких энергий рентгеновскими лучами. Данные исследования являются относительно новым направлением физики твёрдого тела, возникшим около двадцати лет назад в результате развития работ по когерентным эффектам в мессбауэровской спектроскопии. Подробный обзор теории, метода и приложений ядерного рассеяния синхротронного излучения приведён в сборнике под редакцией Е.Гердау и Г.де Ваарда [1] и в монографии Р.Рольсбергера [2]. Краткое описание нового направления можно найти на WEB-странице группы ядерного резонанса Европейского центра синхротронного излучения [3].

Аналогично традиционным рентгеновской и нейтронной спектроскопии, ядерное рассеяние синхротронного излучения включает в себя широкий набор методов исследования различных свойств твёрдых тел, например: спектроскопия возбуждённых состояний (измерение магнитного и электрического поля на ядрах), дифракция (магнитная структура кристаллов), малоугловое рассеяние (магнитные домены), скользящее отражение (сверхтонкая спектроскопия поверхностей и многослойных структур), квазиупругое рассеяние (трансляционная и вращательная диффузия молекул и атомов), неупругое рассеяние (динамика атомных колебаний).

В отличие от остальных методов рентгеновского рассеяния, так или иначе использующих взаимодействие электромагнитных волн с атомными электронными оболочками, ядерное рассеяние рентгеновского излучения происходит через резонансное возбуждение переходов между энергетическими уровнями ядер. Специфическими особенностями ядерного рассеяния являются изотопная селективность и резонансная природа взаимодействия.

Изотопная селективность и резонансный характер взаимодействия представляют собой ключевой момент в применении ядерного рассеяния к исследованию наноструктур. Ядра резонансного изотопа используются в качестве

атомных зондов, несущих информацию о магнитной структуре и динамике наноструктуры или отдельных её частей. Изотопная селективность ядерного резонансного рассеяния является абсолютной: фоновый сигнал от остального образца несравнимо ниже ($< 10^{-20}$) порога регистрации. С другой стороны, большое сечение резонансного взаимодействия (пропорционально квадрату длины волны, а не квадрату радиуса свободного электрона) обеспечивает измеримый сигнал даже от ничтожно малого количества атомных зондов, вплоть до 0.1 атомного монослоя.

Ниже приводятся несколько примеров исследований магнетизма и динамики наноструктур, выполненных на ядерном резонансном канале вывода излучения ID18 [4] Европейского центра синхротронного излучения (ESRF). Помимо ESRF, подобные работы ведутся на двух других источниках синхротронного излучения: APS [5] и SPRing8 [6].

Один из наиболее неожиданных результатов исследований магнетизма наноструктур был получен группой К.Карбоне [7]. Авторы изучали трёхслойные монокристаллические (100) ГЦК структуры Cr/Fe/Cr с толщиной железа от двух до десяти атомных монослоёв. Предварительные результаты показали, что магнетизм структуры не описывается в рамках коллинеарной модели. Для измерений с использованием ядерного рассеяния авторы приготовили образец толщиной в семь монослоёв, состоящий в основном из нерезонансного изотопа ^{56}Fe . Резонансные зонды изотопа ^{57}Fe были введены выборочно в первый, второй, и т.д. монослои последовательно по ширине образца (Рис.1а). Таким образом, исследования магнетизма различных монослоёв железа осуществлялись поперечным перемещением образца относительно пучка рентгеновского излучения.

Измерения проводились в геометрии скользящего падения. В ядерном резонансном рассеянии рентгеновских лучей явление полного внешнего отражения отсутствует; максимальный коэффициент отражения достигается при критическом угле падения [8]. Метод измерения величины и ориентации магнитного поля представляет собой дифференциальный по

времени аналог мессбауэровской спектроскопии: временная зависимость ядерного рассеяния соответствует (в амплитудном представлении) Фурье-образу традиционного мессбауэровского спектра [1,2].

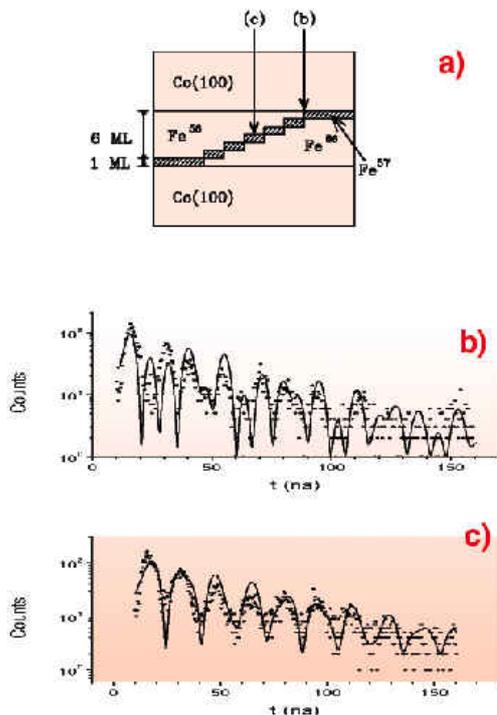


Рис.1. (a) Схема образца. Монослой резонансных зондов ^{57}Fe расположен на различной глубине слоя железа. Временные спектры ядерного резонансного рассеяния показаны для крайнего (b) и среднего (c) монослоёв. Из работы [7].

Два примера полученных зависимостей показаны на рисунках 2 b,c. Временной спектр рассеяния на крайнем (ближайшем к хрому) монослое железа представляет собой биения четырёх компонент рассеяния, соответствующих четырём сверхтонким переходам с изменением проекции магнитного момента $\Delta m = \pm 1$. Возможность возбуждения этих уровней говорит о горизонтальном направлении магнитного поля в данном монослое (синхротронное излучение поляризовано, магнитное поле рентгеновских лучей лежит в вертикальной плоскости). Напротив, рассеяние на среднем монослое (Рис.2c) представляет собой биение только двух компонент излучения, соответствующих двум $\Delta m = 0$ переходам, что говорит о вертикальной ориентации магнитного поля в данном монослое. Точный анализ экспериментальных данных однозначно показывает неколлинеарность магнитной структуры железа: крайние монослои железа имеют горизонтальную намагниченность, в то время как средний монослой намагничен вертикально. В промежуточных слоях происходит последовательный поворот магнитного поля. Данная работа является первым наблюдением неколлинеарного магнетизма в тонких магнитных наноструктурах [7].

Применение ядерных резонансных зондов в исследованиях других систем позволяет наблюдать по-монослойный поворот спина железа в плоскости наноструктуры при наложении внешнего магнитного поля перпендикулярно намагниченности подложки [9], изменение константы связи двух магнитных слоёв в зависимости от толщины изолирующего слоя меди [10], магнетизм нано-кластеров железа [11] и т.п. В соединении с малоугловым рассеянием, данный метод позволяет определять размеры магнитных доменов в плоскости наноструктуры [12].

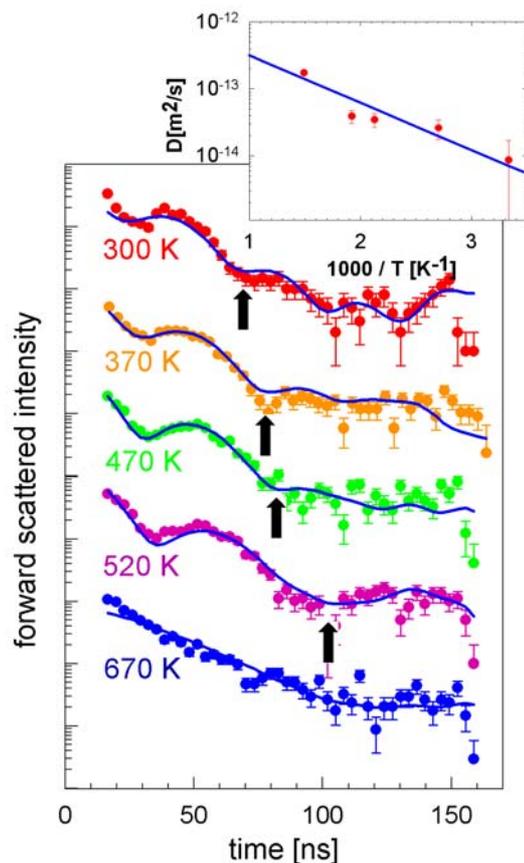


Рис.2. Временные зависимости ядерного резонансного рассеяния на наноструктуре железа толщиной 0.6 монослоёв на поверхности W(110) при температуре подложки от 300 до 670 К. Верхняя вставка показывает полученную температурную зависимость коэффициента диффузии. Из работы [10].

Другой возможностью ядерного рассеяния является наблюдение диффузии атомов по поверхности наноструктур. Данные исследования позволяют измерять скорость диффузии и, в ряде случаев, определять её механизм. Поскольку поверхность представляет собой границу кристалла, ядра поверхностных атомов всегда находятся в условиях конечного градиента электрического поля. Это приводит к

сверхтонкому квадрупольному расщеплению ядерного уровня. При диффузии атома по поверхности, направление градиента магнитного поля меняется после каждого прыжка. Когда скорость диффузии последовательно приближается к времени жизни ядерного возбуждённого состояния (~100 ns), градиент электрического поля успевает меняться за время ядерного рассеяния. Это приводит к эффективному уменьшению и, при дальнейшем усреднении диффузии, к полному пропаданию квадрупольного расщепления. Во временных зависимостях ядерного рассеяния эффект наблюдается как последовательное увеличение периода и исчезновение временных биений.

Первые работы по поверхностной диффузии были проведены группой Г.Фогеля [13]. Авторы исследовали диффузию атомов 0.6 монослоя железа на поверхности подложки W(110) в зависимости от температуры. Полученные временные зависимости ядерного рассеяния (Рис.4) однозначно демонстрируют ускорение частоты атомных скачков при повышении температуры подложки. На этом же рисунке приведена полученная зависимость коэффициента диффузии от температуры. Анализ данных позволяет предположить, что диффузия осуществляется через прыжки атомов между вакантными положениями атомов в решетке [31].

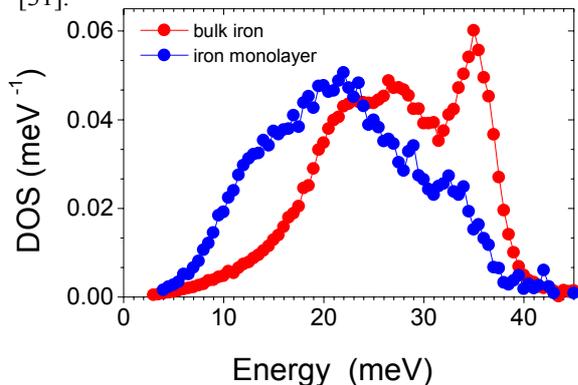


Рис.3. Плотность фонных состояний структуры железа толщиной 0.6 монослоя на поверхности W(110) и α -железа. Из работы [14].

Одним из новейших достижений ядерного рассеяния является возможность исследования динамики колебаний атомов наноструктур. Это направление развивается объединённой группой исследователей нескольких стран в рамках Европейского проекта DYNASYNC (dynamics in nano-scale materials studied with synchrotron radiation). В рамках проекта на ядерном резонансном канале вывода излучения ESRF была установлена и запущена в эксплуатацию специализированная высоковакуумная установка для приготовления, характеристики и исследования наноструктур. Установка позволяет измерять частотные спектры атомных колебаний (плотность фонных состояний)

приготовленных наноструктур *in situ* в вакууме до 10^{-10} мбар.

Первые результаты исследований атомной динамики наноструктур были получены в декабре 2004 года. Рисунок 3 показывает плотность фонных состояний монокристаллического железа толщиной 0.6 монослоя на поверхности W(110) в сравнении с плотностью фонных состояний α -железа [14]. Несмотря на практически идеальную трансляционную симметрию (подтверждено *in situ* электронной дифракцией), фонные состояния атомов полученной наноструктуры радикально отличаются от фонного спектра α -железа. Предварительный анализ данных показывает, что атомы монослоя железа на поверхности W(110) образуют псевдоморфный монокристалл с частичной релаксацией межатомного расстояния. Период решетки полученного монокристалла железа не совпадает с периодом решетки подложки. В результате атомы железа находятся в потенциальных ямах различной формы и глубины, что приводит к распределению силовых констант. Полученные результаты являются первым экспериментальным подтверждением теории атомных колебаний в кристаллах с идеальной трансляционной, но нарушенной силовой симметрией [15].

- [1] *Nuclear Resonant Scattering of Synchrotron Radiation*, Eds. E.Gerdau and H.de Waard, Baltzer Science Publishers, Netherlands, 1999. Hyperfine Interactions, **123/124**, 125.
- [2] R.Röhlsberger, *Nuclear Condensed Matter Physics with Synchrotron Radiation*. Springer Tracts in Modern Physics, v.**208**, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2004.
- [3] http://www.esrf.fr/exp_facilities/ID18/
- [4] R.Rüffer and A.I.Chumakov, *Hyperfine Interaction* **97-98** (1996) 589.
- [5] https://beam.aps.anl.gov/pls/apsweb/sri0010.display_frame?i_menu1=26&i_menu2=73&i_menu3=339&i_menu_state=E
- [6] <http://www.spring8.or.jp/e/bl/BL09XU/index.html>
- [7] ESRF Highlights 1999, page. 60; <http://www.esrf.fr/info/science/highlights/1999>
- [8] A.Q.R. Baron *et al*, *Phys.Rev.B* **50** (1994) 10354-10357.
- [9] R.Röhlsberger *et al*, *Phys.Rev.Lett.* **89** (2002) 237202.
- [10] ESRF Highlights 2004, page. 11; <http://www.esrf.fr/info/science/highlights/2004>
- [11] R.Röhlsberger *et al*, *Phys.Rev.Lett.* **86** (2001) 5597.
- [12] D.L.Nagy *et al*, *Phys.Rev.Lett.* **88** (2002) 157202.
- [13] ESRF Highlights 2004, page. 13; <http://www.esrf.fr/info/science/highlights/2004>
- [14] ESRF Flash 237 (17 December 2004), <http://www.intranet.esrf.fr/info/flash/index.html>
- [15] W.Schirmacher *et al*, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 136.

Современные методы магнитно-силовой микроскопии

А. А. Бухараев

Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского КазНЦ РАН
Сибирский тракт, 10/7, Казань, Россия
e-mail: a_bukharaev@kfti.knc.ru

Магнитно-силовой микроскоп (МСМ) все шире используется для изучения магнитных свойств вещества [1, 2]. Одной из главных задач магнитно-силовой микроскопии является восстановление распределения намагниченности в образце (желательно с нанометровым разрешением) по его МСМ изображению. Хотя за последние годы в области магнитно-силовой микроскопии достигнут значительный прогресс, эта проблема остается еще весьма актуальной.

Ранее предпринимались попытки решить эту задачу с помощью Фурье-анализа или используя формализм функций Грина. При этом получить достаточно убедительные результаты удавалось только для сравнительно простых случаев, когда образцы представляли собой гладкие пленки с магнитными доменами, намагниченными перпендикулярно или вдоль поверхности образца [3-6].

Гораздо чаще решают обратную задачу: моделируют МСМ изображение с учетом реальных форм и возможных распределений намагниченности зонда и образца, а затем сравнивают результаты моделирования с экспериментальными МСМ изображениями. При необходимости проводят коррекцию предполагаемого распределения намагниченности в образце, добиваясь максимального совпадения экспериментальных и расчетных МСМ изображений [7].

При компьютерном моделировании важно учитывать не только форму и распределение намагниченности зонда и образца, но и реальную траекторию движения зонда над образцом, что позволяет объяснить некоторые экспериментально наблюдаемые особенности МСМ изображений: например, эффект появления ореолов на МСМ изображениях однодоменных наночастиц [8, 9]. Однако во многих случаях для сокращения времени счета применяется приближение, когда зонд МСМ заменяется эффективным одиночным магнитным диполем. Использование современных методов параллельных компьютерных вычислений позволяет существенно сократить время расчета модельных МСМ изображений. Программа «Виртуальный МСМ», созданная в КФТИ КазНЦ РАН, позволяет учитывать реальную форму как кончика зонда, так и образца, а также траекторию движения иглы над образцом. Программа адаптирована для проведения параллельных вычислений на кластере АРКО-9А2200, представляющего собой 9-ти

процессорный вычислительный комплекс, построенный на базе процессоров AMD Athlon. Использование параллельных вычислений позволило сократить время получения модельных МСМ изображений в 8 раз [10].

В модельных расчетах широко используется приближение высокой магнитожесткости зонда и образца. В общем случае при моделировании необходимо учитывать взаимное влияние магнитного поля зонда на локальную намагниченность образца и соответственно магнитного поля образца на структуру намагниченности зонда. В идеальном случае для нахождения распределения намагниченности во взаимодействующих зонде и образце необходимо проведение микромагнитных расчетов, основанных на поиске квазистационарного распределения направлений локальных магнитных моментов, соответствующего минимуму свободной энергии системы игла-образец во всех задаваемых при сканировании точках расположения иглы над образцом. При обычном режиме сканирования (256x256 точек) такая задача является достаточно сложной, но она очевидно может быть решена при использовании современной более мощной компьютерной техники. Моделирование с помощью виртуального МСМ, основанного на подобных микромагнитных расчетах, позволит объяснить многие экспериментальные эффекты, приписываемые влиянию магнитного поля иглы на МСМ изображения. В последнее время предпринято несколько новых попыток улучшить латеральное разрешение МСМ изображений и восстановить распределение намагниченности в образце по его МСМ образу, используя микромагнитные расчеты и процедуры деконволюции [11, 12].

Другой важной проблемой современной магнитно-силовой микроскопии является повышение предельного пространственного разрешения и чувствительности МСМ за счет улучшения характеристик магнитных кантилеверов. Обычно используют кантилеверы, полученные путем напыления на иглу кантилевера для атомно-силового микроскопа одного или нескольких слоев ферромагнитного металла. Из-за дальнедействующей природы магнитного взаимодействия такие магнитные зонды не могут дать латеральное разрешение лучше чем 50 нм. Более перспективными являются кантилеверы, у которых на кончике немагнитной иглы с помощью электронно- и

ионно-лучевой обработки сформирована магнитная наночастица или прикреплен фрагмент магнитной нанопроволоки, полученной, например, из углеродной нанотрубки [1, 11, 13]. Такие кантилеверы обеспечивают разрешение в пределах 10-20 нм.

Для МСМ кантилеверов характерен большой разброс параметров и относительно плохая сохранность (из-за окисления на воздухе напыленной металлической пленки). Поэтому актуальной является проблема получения специальных образцов для тестирования магнитного кантилевера непосредственно перед экспериментом. В качестве таких образцов традиционно используют фрагменты жестких компьютерных магнитных дисков с записанной на них информацией [1]. Однако в последнее время все чаще применяют тестовые структуры в виде отдельно расположенных ферромагнитных микрочастиц заданной формы [14]. Изучая трансформацию МСМ изображений таких частиц при приложении дополнительного внешнего поля можно оценить коэрцитивные характеристики магнитной иглы кантилевера, которая будет перемагничиваться этим полем. Более перспективными для тестирования магнитных кантилеверов являются металлические микрополосковые структуры различной конфигурации, сформированные на изолирующей подложке методами литографии. Пропуская через них ток, получают магнитные поля заданной величины и конфигурации. Количественный анализ величины взаимодействия кантилевера с магнитным полем проводника позволяет оценить параметры магнитного зонда МСМ [15].

Традиционно большое количество работ, выполненных с помощью МСМ, посвящено изучению планарных структур, состоящих из отдельно расположенных ферромагнитных наночастиц. Это обусловлено продолжающимися исследованиями по созданию так называемых квантованных магнитных дисков памяти, где каждая отдельная магнитная наночастица может быть использована для записи одного бита информации. МСМ измерения таких структур проводятся как правило на сканирующих зондовых микроскопах со встроенным электромагнитом, который позволяет создавать на образце заданное магнитное поле величиной до 0.2 Т. МСМ исследования в магнитном поле позволяют изучить перемагничивание как отдельных частиц, так и их ансамбля, и получать данные о коэрцитивных характеристиках отдельных частиц и всего образца в целом [2].

МСМ измерения такого типа можно проводить, например, на сканирующих зондовых микроскопах фирмы НТ-МДТ марки Solver MFM и Solver HV, оснащенных встроенными электромагнитами. Сравнительно просто создать подобный микроскоп на базе сканера SMENA

этой же фирмы, как это было сделано в КФТИ КазНЦ РАН (рис.1) [14].

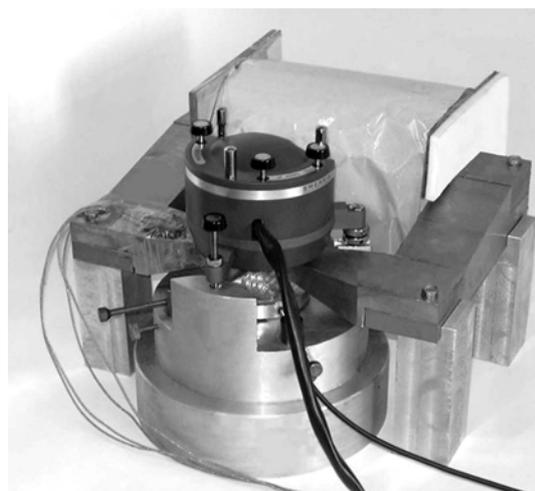


Рис.1. Сканирующий зондовый микроскоп SMENA, совмещенный с электромагнитом, обеспечивающим на образце поле до 0.2 Т.

Зондовые микроскопы, совмещенные с электромагнитом, используются для исследования природы гигантского магнитосопротивления (ГМС) в ферромагнитных наноконтактах – эффекта, который привлек в последнее время большое внимание как теоретиков и так и экспериментаторов в связи с возможностью использования наноконтактов с ГМС в спиновой электронике (спинтронике). С их помощью оценивают с точностью до 1 нм изменение зазора в наноконтакте под действием магнитного поля, которое может быть одной из причин эффекта ГМС в таких наноструктурах [16, 17].

Использование МСМ для визуализации доменных стенок в наноструктурах позволяет глубже понять природу магнитосопротивления [18 - 20]. В частности, с помощью МСМ исследована трансформация доменов в магнитном поле в нанопроволоке Co диаметром 35 нм и длиной до 1 мкм, полученной путем электрохимического осаждения Co в ядерном треке поликарбонатной мембраны [19]. В такой нанопроволоке при формировании отдельных доменов, наблюдаемых с помощью МСМ, были зарегистрированы скачкообразные изменения сопротивления, что позволило определить вклад в магнитосопротивление одной доменной стенки. Аналогичным способом измерили сопротивление одной доменной стенки шириной 8 нм в нанополосках из FePd с поперечной намагниченностью [20]. Сравнение полученных данных с теоретическими оценками позволило уточнить механизм транспорта электронов сквозь доменную стенку.

Основным методом получения МСМ изображений по-прежнему остается регистрация изменения фазы колебаний магнитного кантилевера при его взаимодействии с полем

образца. Диссипативные методы [21] не получили широкого распространения, хотя и имеют ряд преимуществ (например, с их помощью можно отличить доменную стенку Блоха от стенки Нееля). Определенный интерес представляют нетрадиционные модуляционные методы получения МСМ изображений, например, за счет эффекта магнитострикции в образце (когда немагнитный зонд атомно-силового микроскопа взаимодействует с магнитными структурами в образце, находящимися в переменном магнитном поле) [22]. В другом случае [23] магнитная игла крепится к ножке кварцевого резонатора камертонного типа. МСМ изображения в таком приборе формируются посредством регистрации изменений амплитуды или фазы вынужденных колебаний кварцевого резонатора, вызванных взаимодействием зонда с магнитным полем образца (аналог shear force микроскопа). Такой метод получения МСМ изображения особенно удобно использовать при криогенных измерениях, когда функционирование в криостате обычных оптических систем регистрации колебаний кантилевера затруднено.

Несомненно одним из самых ярких результатов в области магнитно-силовой микроскопии за последний год является регистрация сигнала от одного спина с помощью магнитно-резонансного силового микроскопа (МРСМ) [24]. В данном случае электрон с неспаренным спином был локализован в радиационном центре типа E'. Такие центры образуются в кварцевом стекле при его гамма-облучении. Для подавления шумов измерения проводились при температуре 1.6 К в вакуумной камере. Благодаря очень высокому градиенту внешнего магнитного поля можно было регистрировать сигнал магнитного резонанса от электронов локализованных в радиационных центрах, расположенных на расстоянии 25 нм друг от друга, причем не только на поверхности, но и в глубине образца.

В настоящее время с помощью МРСМ научились регистрировать электронный, ядерный и ферромагнитный резонанс, наблюдать сверхтонкую структуру в спектрах ЭПР, изучать процессы спиновой релаксации, получать изображения микронных частиц в режиме магнитно-резонансной томографии [25].

Из вышеизложенного следует, что МСМ в настоящее время является эффективным инструментом для исследования широкого круга магнитных явлений в микро- и наноструктурах. В то же время остается достаточно много нерешенных проблем, связанных, в первую очередь, с корректной интерпретацией МСМ изображений, получением достоверных количественных магнитных характеристик микро- и нанообъектов, повышением чувствительности и разрешающей способности магнитно-силовых микроскопов, обеспечением их качественными магнитными кантилеверами.

Работы, выполняемые в КФТИ КазНЦ РАН в области магнитно-силовой микроскопии, поддержаны РФФИ (грант НШ-1905.2003.2) и программами Президиума РАН и ОФН РАН.

- [1] Koblischka M.R., Hartmann U., *Ultramicroscopy*, **97**, 103 (2003).
- [2] Martin J.I., Nogues J., Liu K., Vicent J.L., Schuller I. K., *J.Magn.Magn.Mat.*, **256**, 449 (2003).
- [3] Hug H.J., Stiefel B., van Schendel P. J. A., Moser A., et al., *J. Appl. Phys.*, **83**, 5609 (1998).
- [4] Saito H., Chen J., Ishio S., *J.Magn.Magn.Mat.*, **191**, 153 (1999).
- [5] Vellekoop S.J.L., Abelman L., Prothun S., Lodder J.C., Miles J.J., *J.Magn.Magn.Mat.*, **193**, 474 (1999).
- [6] Zhu J.-G., Lin X., Shi R.C., *J.Appl.Phys.*, **83**, 6223 (1998).
- [7] Ovchinnikov D.V. and Bukharaev A.A., *Phys.Low-Dim.Struct.*, **5/6**, 1 (2002).
- [8] Ovchinnikov D.V. and Bukharaev A.A., *AIP Conference Proceedings*, **696**, 634 (2003).
- [9] Ovchinnikov D.V. and Bukharaev A.A., *Proceedings of SPIE*, **5401**, 642 (2003).
- [10] Ашихмин А.Н., Бизяев Д.А., Бухараев А.А., Овчинников Д.В., Черников С.К., Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского 2004, Ежегодник, ФизтехПресс, 2005 (в печати).
- [11] Garcia-Martin J. M. et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37**, 965 (2004).
- [12] Csaba G. and Porod W., *J. Comput. Electron.*, **2**, 225 (2003).
- [13] Deng Z., Yenilmez E., Leu J., et al., *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 6263 (2004).
- [14] Bukharaev F.F., Biziaev D.A., Borodin P.A., Ovchinnikov D.V., *Phys. Low-Dim. Struc.*, **1/2**, 153 (2004).
- [15] Kebe Th. and Carl A., *J. Appl. Phys.*, **95**, 775 (2004).
- [16] Garcia N., Cheng H., Wang H., et al., *J.Magn.Magn.Mat.*, **272-276**, 1722 (2004).
- [17] Бородин П.А., Бухараев А.А., Бизяев Д.А., Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского 2004, Ежегодник, ФизтехПресс, 2005 (в печати).
- [18] Kent A. D., Yu J., Rüdiger U., Parkin S. S. P., *Phys.: Condens. Matter*, **13**, R461 (2001).
- [19] Ebels U., Radulescu A., Henry Y., Piraux L., Ounadjela K., *Phys.Rev.Lett.*, **84**, 983 (2000).
- [20] Danneau R., Warin P., Attané J. P., et al., *Phys.Rev.Lett.*, **88**, 157201 (2002).
- [21] Roseman M., Grutter P., *Appl. Surf. Sci.*, **188**, 416 (2002).
- [22] Polushkin N.I., Rao K.V., Wittborn J., Alexeev A.M., Popkov A.F. *J.Magn.Magn.Mat.*, **258-259**, 29 (2003).
- [23] Rozhok S., Chandrasekhar V., *Solid St. Comm.* **121**, 683 (2002).
- [24] Rugar D., *Nature*, **430**, 329 (2004)
- [25] Suter A., *Progress in NMR Spectroscopy*, **45**, 239 (2004).

Spin-wave dynamics of small magnetic elements

S.O. Demokritov¹, V.E. Demidov², B. Hillebrands², Ch. Back³

¹ Institut für Angewandte Physik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, D-48149 Münster, Germany, e-mail: demokrit@uni-muenster.de

² Fachbereich Physik, Technische Universität Kaiserslautern, D-67663 Kaiserslautern, Germany

³ Experimentelle und Angewandte Physik, Universität Regensburg, D-93040 Regensburg, Germany

Substantial efforts have been put recently into the understanding of the excitation spectrum of small ferromagnetic elements (see, e.g., [1-7] and references therein). These excitations determine the response of small magnetic elements subject to ultrashort magnetic field pulses. This is of great importance for advanced magnetic recording technology, as switching time is further reduced and pushed well into the precessional regime. The same excitations cause the high-frequency magnetic thermal noise in the elements which limits the figure of merit of magnetic sensors and read heads. In the last several years high-frequency confined spin-wave eigenmodes of micrometer-sized magnetic elements have been systematically studied for the straightforward case of elements possessing an almost monodomain state [1]. Significantly less is known about the magnetization dynamics in mesoscopic systems with remanent inhomogeneous distribution of the static magnetization. The simplest of these systems is a magnetic disk in the vortex state characterized by an axial symmetry. The corresponding confined spin-wave modes are now intensively studied both theoretically and experimentally [2-5,7] and seem to be well understood. Another, more complex magnetic structure with reduced symmetry is a square in the flux closure Landau state with four-fold symmetry in the magnetization distribution [8]. Regarding the dynamic mode spectrum, no reliable theoretical prediction and only few experimental findings have been reported up to now, although such a state has been known for almost 70 years. The only publications reporting experimental results are Ref. [4, 6] where two low-frequency quantized modes were observed.

Due to the finite size of each of the four triangular domains in the given Landau state, confinement effects for the spin wave excitations are likely. It is the subject of this paper to report on the discovery and the properties of these eigenmodes. In single Permalloy squares of 16 nm thickness with a lateral width L between 0.75 and 4 μm up to five eigenmodes are identified and their mode profiles are determined. [9]

Single Permalloy ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) squares were produced by e-beam evaporation on a Si substrate and capped with 2 nm Al for corrosion protection. Each square was placed inside a single turn Au loop of 300 nm thickness connected to a 50 μm microstrip

transmission line. The loop has inner and outer diameters of 8 and 12 μm , respectively. For a sketch of the sample see Fig. 1(a). Using non-patterned films evaporated in the same batch as the samples under investigation, the sample thickness, d and its saturation magnetization, M_s were measured by means of X-ray fluorescence and a superconducting quantum interference device magnetometer. The values obtained are 16 nm and 800 G, respectively. Before each measurement the samples were demagnetized using a gradually decreasing AC magnetic field applied perpendicularly to the plane of the samples. The presence of a four-fold closure domain structure was checked for each sample by means of magnetic force microscopy. A typical MFM image is shown in Fig. 1(b).

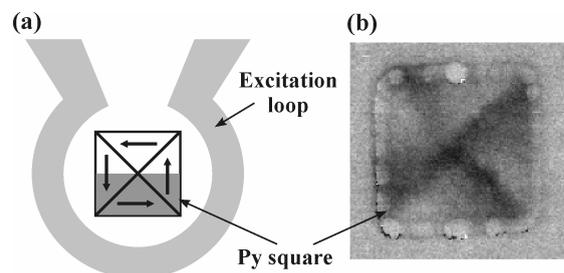


Fig. 1: (a) Schematic layout of a sample: a magnetic permalloy square with a closure domain four-fold Landau structure is surrounded by a gold excitation loop. The solid lines show the domain walls, whereas the arrows indicate the directions of the static magnetization in each domain. The shadowed area has been imaged using micro-focus BLS. (b) A typical MFM image for the square with a lateral width of 1 μm .

First, spectra of thermally excited quantized spin waves were studied using the micro-focus Brillouin light scattering setup described elsewhere [10]. The setup is characterized by a diameter of the probing laser spot less than 300 nm and allows for simultaneous detection of spin-wave excitations in a wide range of wavevectors of up to $2 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$. The results of these measurements are presented in Fig. 2. For the measurements the probing laser spot was positioned in the middle of one of the four

triangular domains of the closure domain structure. The accumulation time of each spectrum was 2 hours. The lower frequency limit (2 GHz) was determined by the influence of the elastically scattered light, non-filtered by the Brillouin spectrometer due to its finite finesse for the given Free Spectral Range of 72 GHz.

As seen from Fig. 2, up to six peaks can be clearly distinguished in the spectrum of the square with $L = 0.75 \mu\text{m}$. With increasing size the frequencies corresponding to the peaks decrease and the spectrum becomes denser. The broad spectrum for $L = 4 \mu\text{m}$ appears to be continuous. Such an evolution can be associated with the fact that the finite decay length of spin waves becomes smaller than the size of the square. This length can be estimated for our samples as $1-2 \mu\text{m}$. As a result in larger squares ($L = 2 - 4 \mu\text{m}$) spin-wave modes are only

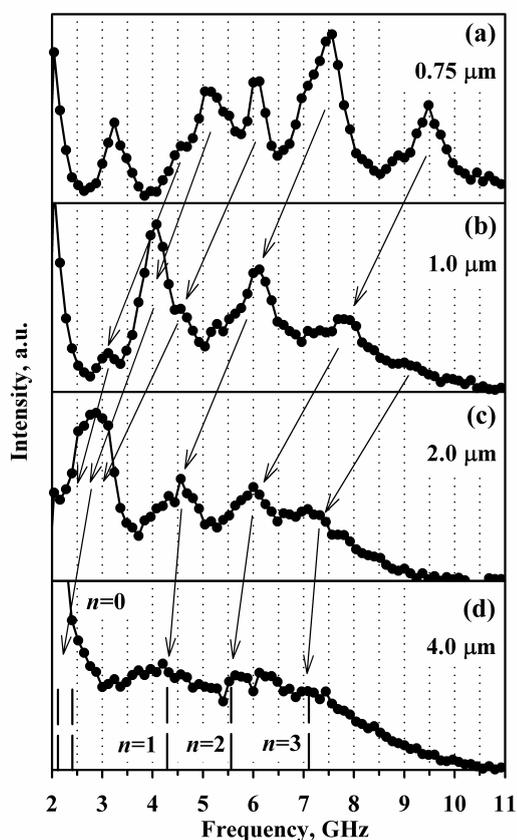


Fig. 2: Spectra of thermal spin waves for the squares with a lateral width L of $0.75 \mu\text{m}$ (a), $1 \mu\text{m}$ (b), $2 \mu\text{m}$ (c), and $4 \mu\text{m}$ (d). The arrows follow to the shift of the peaks with increasing size of the square. Dashed lines in part (d) indicate the frequencies corresponding to the distributions of the dynamic magnetization presented in Fig. 3.

weakly resonant and the spectrum comprises several broad, strongly overlapping peaks.

In order to classify the detected eigenmodes, space resolved measurements were performed allowing for an imaging of the lateral distributions of the dynamic magnetization. For this purpose the largest ($L = 4 \mu\text{m}$) square was chosen for the reason of maximum spatial resolution. Since the frequencies of the eigenmodes of such a square were not clearly resolved, micro-focus BLS imaging was performed for frequencies in the range from 2 to 8 GHz with a frequency step size of 100 MHz. In order to improve the sensitivity and to filter modes with fast spatial variations, an external excitation field at a fixed frequency was applied to the sample by applying a monochromatic microwave current through the excitation loop. The probing laser spot was scanned in two dimensions with a step size of 200 nm. Since BLS imaging with high spatial resolution is very time consuming, and taking into account the four-fold symmetry of the system being investigated, only half of the square was scanned as shown in Fig. 1. Several different mode profiles were observed at different frequencies of the external field. It was found, that transitions between profiles of adjacent modes demonstrating qualitatively different distributions of the dynamic magnetization are smooth and take place in a certain frequency interval. Therefore the frequencies of the eigenmodes were assigned to the center of the frequency interval, at which a given spatial mode distribution has been observed. These values are indicated in Fig. 2(d) by dashed lines. They are in agreement with the overall dependence of the frequencies of the eigenmodes on the size of the square obtained for smaller squares.

The measured distributions of the dynamic magnetization are presented in Fig. 3.

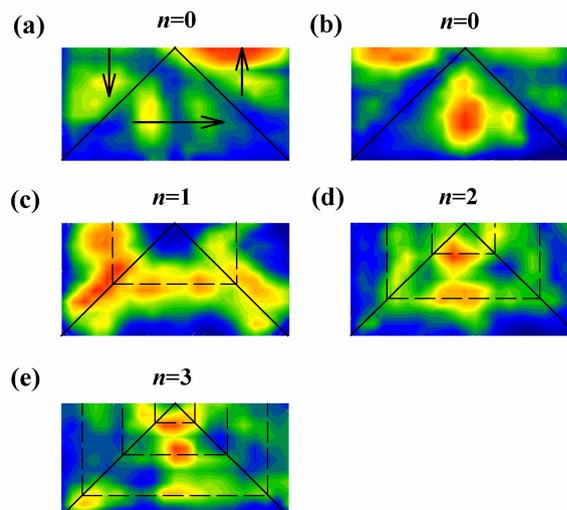


Fig. 3: Distributions of the amplitude of dynamic magnetization corresponding to the eigenmodes. Diagonal solid lines indicate the domain walls. Arrows in part (a) indicate directions of the static magnetization. The corresponding transversal quantization numbers n are indicated near the distribution.

Figures 3(a-e) were recorded at 2.1, 2.3, 4.3, 5.6, and 7.1 GHz, respectively. As seen from the figure, all modes are spread over the entire domain and clearly show a quantization behavior. They can unambiguously be labeled by the number n of antinodes of the amplitude of the dynamic magnetization along the direction from the center of the square to its edges, i.e. along the direction perpendicular to the static magnetization in the domain (below we address this quantization as “transversal quantization”). The mode shown in Fig. 3(c) has one antinode along this direction, 3(d) - two antinodes, and 3(e) - three antinodes. Consequently, we label these modes with the transversal quantization number n equal to 1, 2 and 3, respectively. Similar to the spin-wave modes observed in magnetically saturated stripes [1] the frequencies of the modes increase with increasing quantization number. This fact will be discussed below.

In addition to the modes with $n = 1, 2, 3$, two modes with practically uniform profile along the direction perpendicular to the static magnetization can be seen in Figs. 3(a) and 3(b). In agreement with the above notation we label them with $n = 0$. However, these two modes clearly differ from each other as the distribution of the dynamic magnetization along the direction parallel to the static magnetization is concerned: the mode in Fig. 3(a) has an antinode at the center of the domain, whereas the mode in Fig. 3(b) shows there a node. Thus, they demonstrate a second quantization along the direction of the static magnetization in the domain, which will be referred to as “longitudinal quantization”.

As seen from Fig. 2, with decreasing size L of the squares, the wide low-frequency peak corresponding to closely lying modes with $n = 0$ and different longitudinal profiles splits into several individual peaks, which can be clearly distinguished for the smallest square. Since the frequency splitting caused by the longitudinal quantization is very small, the presence of the longitudinal quantization is unambiguously confirmed experimentally for the modes with the transverse quantization number $n = 0$ only. However, one should expect a similar longitudinal quantization for the modes with $n > 0$. Most probably, the frequency splitting due to the longitudinal quantization is smaller for the higher-order transversal modes, which does not allow for the observation of individual peaks. However, as seen from Fig. 2, the peaks corresponding to the eigenmodes with $n > 0$ are clearly asymmetrical. They demonstrate shoulders at their low-frequency slopes, which can result from small-amplitude peaks located very close to the main ones. This fact might be considered as a hint to the longitudinal quantization for higher-order transversal modes.

To our knowledge, a rigorous theory of quantized spin waves in the Landau domain structure is not existing yet. However, the observed quantized

modes can be qualitatively understood based on the dispersion law for plane spin waves of a continuous film, magnetically saturated in its plane [11]. In fact, the frequency of a spin wave with the wavevector oriented perpendicularly to the static magnetization strongly increases with increasing wavevector. Consequently, a standing spin wave with larger number of antinodes (larger effective wavevector) along the direction perpendicular to the static magnetization should have a higher frequency. This is in agreement with our experimental findings. As far as longitudinal quantization is concerned, the estimations show that for the used thickness of the samples and the value of the saturation magnetization of $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ the same increment in the longitudinal component of the wavevector results in rather weak changes in the spin-wave frequency. This might be the reason why the observed longitudinal quantization is less pronounced than the transversal one.

In conclusion, we have determined the spin-wave eigenmode spectrum of $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ squares with a four-fold closure domain structure. It is shown that the spectrum comprises a series of modes spread over the entire domain. The latter modes are quantized in both in-plane directions. The quantization along the direction perpendicular to the static magnetization is characterized by a significant frequency separation between the modes and can be clearly observed in micrometer-sized squares. The frequencies of eigenmodes quantized in this direction increase with increasing number of antinodes. The frequency splitting due to the longitudinal quantization is much smaller. As a result, it is only pronounced in the squares with submicrometer lateral dimensions.

This work was supported in part by the priority programme SPP1133 “Ultrafast magnetization processes” of the Deutsche Forschungsgemeinschaft and by the European Communities Human Potential programme under contract number HRPN-CT-2002-00318 ULTRASWITCH.

References

- [1] S.O. Demokritov, B. Hillebrands, and A.N. Slavin, *Phys. Rep.* **348**, 441 (2001).
- [2] B.A. Ivanov and C.E. Zaspel, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1261 (2002).
- [3] V. Novosad, M. Grimsditch, K.Yu. Guslienko, P. Vavassori, Y. Otani, and S.D. Bader, *Phys. Rev. B* **66**, 052407 (2002).
- [4] J.P. Park, P. Eames, D.M. Engebretson, J. Berezovsky, and P.A. Crowell, *Phys. Rev. B* **67** R020403 (2003).
- [5] M. Buess, R. Höllinger, T. Haug, K. Perzlmaier, U. Krey, D. Pescia, M.R. Scheinfein, D. Weiss, and C.H. Back, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 077207 (2004).
- [6] H. Stoll, A. Puzic, B. van Waeyenberge, P. Fischer, J. Raabe, M. Buess, T. Haug, R. Höllinger, C. Back, D. Weiss, and G. Denbeaux, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 3328 (2004).

- [7] L. Giovannini, F. Montoncello, F. Nizzoli, G. Gubbiotti, G. Carlotti, T. Okuno, T. Shinjo, M. Grimsditch, *Phys. Rev. B* **70**, 172404 (2004).
- [8] L.D. Landau, E.M. Lifshitz, *Phys. Z. d. Sowjetunion* **8**, 153 (1935).
- [9] K. Perzlmaier, M. Buess, C.H. Back, V.E. Demidov, S.O. Demokritov, B. Hillebrands, *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 057202 (2005).
- [10] V.E. Demidov, S.O. Demokritov, B. Hillebrands, M. Laufenberg, and P.P. Freitas, *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 2866 (2004).
- [11] R.W. Damon and J.R. Eshbach, *J. Phys. Chem. Solids* **19**, 308 (1961)

Формирование гетероструктур с квантовыми ямами для ИК-фотоприемников на внутризонных переходах методом МОС-гидридной эпитаксии

А.А. Мармалюк

ООО "Сигм Плюс", ул. Введенского, 3, г. Москва, Россия

e-mail: marm@siplus.ru

Инфракрасные фотоприемники (ИК-ФП), с максимумом спектральной чувствительности в областях 3-5 и 8-12 мкм (в так называемых окнах прозрачности атмосферы), широко используются как для коммерческих, так и для специальных применений. Во многих применениях на смену ИК-ФП 1-го поколения - сканирующим линейкам приходят ИК приемники 2-го поколения: двумерные и многорядные линейные матрицы с временной задержкой и интегрированием. Для решения широкого круга задач требуются ИК матрицы с высокой однородностью, большим форматом и возможностью одновременно работать в различных областях ИК спектра, т. е. многоцветные. Матрицы должны обладать хорошей работоспособностью, иметь низкую стоимость и перспективы промышленного производства. Одними из перспективных ФП для данных задач являются ФП на основе многослойных гетероструктур (ГС) с квантовыми ямами (КЯ) [1]. Их использование позволяет создавать фотоприемные устройства с большим количеством элементов (более 10^6) и тепловизионные камеры. Наибольшее распространение получили ГС на основе соединений A^3B^5 , в частности, GaAs/AlGaAs и InGaAs/AlGaAs. На текущий момент, основным методом получения ГС с КЯ является молекулярно лучевая эпитаксия (МЛЭ). МЛЭ отличает высокая степень контроля и управления процессом роста, возможность получения сверхтонких слоев с атомно резкими гетерограницами. С другой стороны, МЛЭ присущи и некоторые недостатки, а именно, низкая скорость роста, специфические ростовые дефекты, небольшая площадь загрузки, высокая стоимость оборудования, что в конечном итоге приводит к малой производительности и высокой себестоимости ГС с КЯ. Поэтому, при переходе к полупромышленному и промышленному производству закономерной является попытка изготовления ГС с КЯ на основе системы (In)GaAs/AlGaAs методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении (МОСГЭ). С помощью МОСГЭ возможно, при достаточно высоком структурном совершенстве и хорошей однородности, ускорить процесс роста и одновременно обрабатывать большое количество подложек значительной площади, что позволяет понизить себестоимость получаемых ГС с КЯ. Современное оборудование МОСГЭ способно обеспечить воспроизводимое наращивание

сверходнородных многослойных ГС с прецизионным контролем толщины, состава и уровня легирования слоев с хорошей резкостью гетерограниц без необходимости создания сверхвысокого вакуума [2].

В работе рассмотрены вопросы получения гетероструктур с квантовыми ямами для одно- и двухспектральных ИК-ФП методом МОСГЭ при пониженном давлении.

ГС с КЯ (In)GaAs/AlGaAs выращивались на установке МОС-гидридной эпитаксии "СИГМОС-130" с горизонтальным кварцевым реактором. Температура роста варьировалась в диапазоне 720-770°C, давление в реакторе поддерживалось на уровне 60 мм.рт.ст. В качестве источников элементов третьей группы использовались триэтилгаллий, триметилалюминий и триметилиндий. Источником элементов пятой группы был 100% арсин. Смесь силана с водородом (1:20) использовалась в качестве лигатуры n-типа. В качестве газа-носителя использовался водород, очищенный методом диффузии через нагретый до 450°C палладиевый фильтр, до точки росы не выше -100°C.

ГС состояли из набора КЯ GaAs (InGaAs) толщиной 2-6 нм и барьеров $Al_xGa_{1-x}As$ ($x=0.25-0.4$) толщиной 40-50 нм (30-50 периодов), помещенных между контактными слоями n+GaAs. В качестве подложек использовались пластины полуизолирующего GaAs диаметром 51 мм с ориентацией (100).

Из выращенных структур были изготовлены тестовые ФП (400×400 мкм) и измерены их фотоэлектрические характеристики.

Принцип работы ФП на ГС с КЯ основан на внутризонных переходах электронов между уровнями размерного квантования, сформированными в зоне проводимости квантовых ям (GaAs или InGaAs) ограниченных более широкозонным материалом барьера (AlGaAs). Изменяя геометрию квантовой ямы (толщину КЯ и высоту барьера), возможно управление величиной энергетического зазора между первым и вторым уровнем и, как следствие, управление максимумом спектра fotocувствительности такой ГС с КЯ. Положение уровней размерного квантования электронов можно оценить в рамках одноэлектронного приближения с рассмотрением случая прямоугольных квантовых ям в соответствии с [3,4]. На рис.1 представлена расчетная

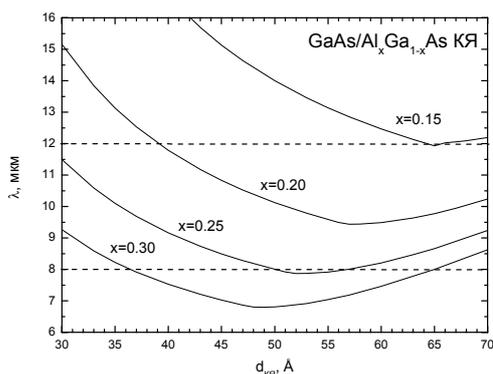


Рис. 1 Расчетная зависимость положения максимума фоточувствительности ГС с КЯ GaAs от толщины КЯ для барьеров AlGaAs различного состава.

зависимость положения максимума спектра фоточувствительности для ГС с КЯ GaAs/AlGaAs. Видно, что кривые имеют минимум и в заданный диапазон 8-12 мкм попадает целое семейство кривых. Форма кривых обусловлена различным характером внутризонных электронных переходов. Узкая КЯ имеет только один разрешенный уровень и положение пика фоточувствительности определяется энергетическим зазором между уровнем и барьером, выше которого находится квазиконтинуум разрешенных состояний. По мере увеличения толщины КЯ первый уровень размерного квантования опускается ближе ко дну КЯ, увеличивая энергетический зазор уровень-континуум, что приводит к уменьшению длины волны фоточувствительности. Начиная с определенной толщины, в КЯ становится разрешенным и второй электронный уровень. С этого момента, длина волны фоточувствительности определяется переходами электрона с первого на второй уровень размерного квантования и растет с увеличением толщины КЯ. В районе минимума кривой осуществляется переход с первого уровня на второй уровень, находящийся на одной высоте с барьером, который выделяют в силу специфики свойств в отдельный вид переходов уровень-квазиуровень. Различный характер внутризонных переходов находит свое отражение в форме спектра фоточувствительности и обнаружительной способности ФП, изготовленных из указанных ГС с КЯ. Переходы уровень-континуум ответственны за широкий спектр и низкую обнаружительную способность; переходы уровень-уровень демонстрируют узкий спектр и более высокую обнаружительную способность, тогда как промежуточный вариант переходов уровень-квазиуровень позволяет достигнуть максимальной обнаружительной способности при средней ширине спектра [5]. По этой причине

из всех возможных сочетаний толщина КЯ-состав барьера целесообразно выбирать, те из них, которые находятся вблизи минимума соответствующих кривых. Для этого необходимо с высокой точностью и воспроизводимостью управлять толщиной КЯ GaAs и уровнем их легирования, обеспечивать получение барьерных слоев AlGaAs заданного состава с высоким структурным совершенством и низкой фоновой концентрацией примесей при максимально резких гетерограницах КЯ.

В первую очередь за это ответственно качество исходных материалов и герметичность эпитаксиальной установки. Для повышения чистоты арсина использовалась дополнительная двухступенчатая очистка в цеолитовом фильтре и суперочистителе. Газ-носитель - водород с точкой росы не выше -100°C . Конструкционные материалы: кварц и графит - с пониженным содержанием примесей. Все эти компоненты вносят свой вклад в общее качество материала. Так, например, переход к более плотному графиту с меньшим содержанием примесей позволил понизить фоновую концентрацию примесей в GaAs с $2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ до $1 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и увеличить подвижность с $5000 \text{ см}^2/\text{В} \times \text{с}$ до $8500 \text{ см}^2/\text{В} \times \text{с}$ при 300 К и с $75000 \text{ см}^2/\text{В} \times \text{с}$ до $120000 \text{ см}^2/\text{В} \times \text{с}$ при 77 К , соответственно.

Характеристики ИК-ФП, основанных на ГС с КЯ, тесно связаны с резкостью гетерограниц и формой КЯ, поэтому требуются специальные подходы, позволяющие обеспечить максимально прямоугольные и идентичные КЯ. Особенное внимание необходимо уделить получению тонких слоев (КЯ), размер которых сравним с протяженностью гетерограниц. Для этого использовали два основных подхода: 1). понижение давления в реакторе, что приводит к увеличению скорости проноса парогазовой смеси над подложкой и 2). минимизация переходных процессов возникающих при коммутации газовых потоков в газораспределительной системе. Процессы роста проводили при пониженном давлении $P=60 \text{ мм.рт.ст.}$ и коммутация потоков осуществлялась по схеме с двумя линиями: реактор и байпас при помощи гребенки клапанов. Дополнительно в гребенке клапанов предусмотрена специальная линия, которая позволяет компенсировать броски давления при переключении реактор - байпас в линии источников. Для устранения остаточных возмущений в байпасной линии установлен регулирующий клапан, выравнивающий давления в ветках гребенки реактор и байпас. В этом случае удается реализовать процесс роста практически без бросков давления, что минимизирует протяженность переходных слоев гетероструктур.

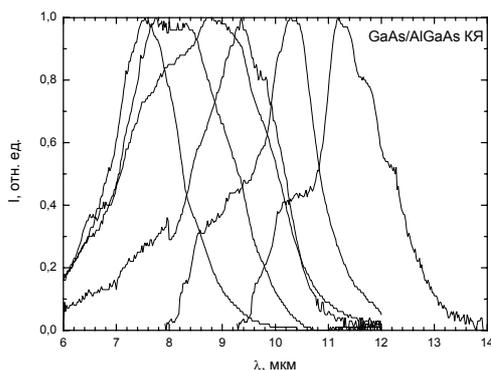


Рис. 2 Спектры фоточувствительности ГС с КЯ GaAs/AlGaAs.

Для получения ГС с КЯ с требуемыми характеристиками необходимо в одном ростовом процессе вырастить эпитаксиальные слои нескольких различных материалов высокого качества. Это - набор квантовых ям, состоящих из легированного узкозонного материала (в нашем случае это GaAs или InGaAs), и широкозонные барьеры, состоящие из нелегированного AlGaAs. Известно, что области режимов, оптимальные для каждого из вышеуказанных материалов, достаточно сильно различаются. Для получения высококачественных твердых растворов AlGaAs с собственной проводимостью n-типа и низким уровнем фона нужно использовать повышенную температуру роста ($750 \div 770^\circ\text{C}$) и высокое отношение V/III (>100), в то время как оптимальная температура роста и отношение V/III для GaAs и InGaAs значительно ниже ($<720^\circ\text{C}$ и <90 , соответственно). Поэтому необходимо определить оптимальные ростовые параметры, позволяющие обеспечить высокое качество ГС с КЯ в целом, а не отдельных слоев. Толщины КЯ и барьеров составляют единицы и десятки нанометров при общем количестве от 60 до 150 слоев. Поэтому получение каждого слоя в оптимальных для него режимах не представляется возможным и требуется выбор единых для всей ГС условий роста, позволяющих в итоге получать высокие фотоэлектрические характеристики ИК-ФП. Проведенные исследования позволили установить оптимальные температуры осаждения, скорости роста и соотношения V/III для получения высококачественных ГС с КЯ для ФП диапазона 8-12 мкм, 3-5 мкм и двухспектральных ФП. При выращивании ГС с КЯ для линеек ФП или матричных ФП одним из ключевых параметров влияющих на качество прибора является однородность распределения параметров (толщин эпитаксиальных слоев, составов твердых растворов и уровней легирования) по площади эпитаксиальной пластины. Однородность распределения параметров зависит как от конструкции эпитаксиальной установки, так и от режимов эпитаксиального роста. В нашем случае однородность параметров определяется суммарным расходом газа-носителя и скоростью

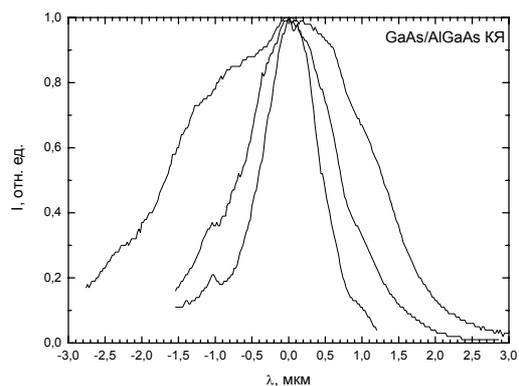


Рис. 3 Формы спектров фоточувствительности ГС с КЯ GaAs/AlGaAs

вращения подложкодержателя. Оптимизация указанных параметров достигнута однородности по толщине эпитаксиального слоя 5%, по составу твердых растворов - 3%, и по уровню легирования - 10%. Это делает возможным использование таких ГС с КЯ для создания матричных фотоприемников большого формата.

Спектры фоточувствительности нескольких ГС с КЯ GaAs/AlGaAs, геометрия которых подбиралась таким образом, чтобы обеспечить положение максимума спектра в заданном диапазоне, представлена на рис.2. Видно, что эта величина достаточно легко управляется и перекрывает весь спектр 8-12 мкм. Рис. 3 демонстрирует образцы с различной шириной спектра, зависящей от характера внутризонных переходов. Тестовые ФП продемонстрировали обнаружительную способность $D^* = 3\text{-}7 \times 10^{10} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$ в максимуме спектральной чувствительности при длине волны $\lambda_{\text{max}} = 8.5\text{-}10.0$ мкм и температуре 60 К.

К сожалению, попытка создать ГС с КЯ на диапазон 3-5 мкм на основе системы GaAs/AlGaAs встречает трудности, связанные с необходимостью создания барьерных слоев AlGaAs с высоким содержанием AlAs. При таких составах AlGaAs становится непрямозонным материалом, что значительно ухудшает свойства ФП [1,5]. Для указанного спектрального диапазона целесообразнее увеличивать глубину потенциальной ямы не за счет барьера, а путем увеличения глубины квантовой ямы. Данный подход реализуется в системе InGaAs/AlGaAs. Использование InGaAs в качестве материала квантовой ямы взамен GaAs ведет к понижению энергетического уровня в КЯ, что позволяет добиться необходимого межуровневого зазора.

Дополнительно, получение указанных ГС с КЯ осложняется тем фактом, что система InGaAs/AlGaAs является несогласованной по периоду решетки, тогда как GaAs/AlGaAs полностью согласована. В итоге, КЯ в системе InGaAs/AlGaAs оказывается напряженной. При проектировании и последующем выращивании ГС с КЯ необходимо тщательно подбирать

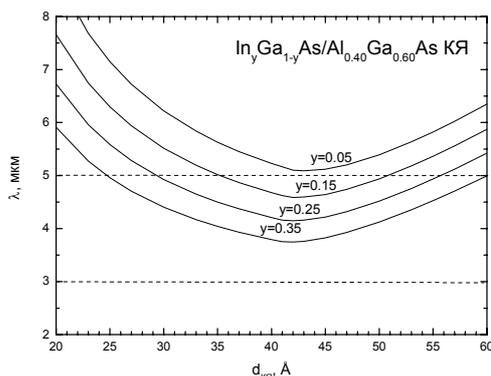


Рис. 4 Расчетная зависимость положения максимума фоточувствительности ГС с КЯ InGaAs от толщины КЯ для InGaAs различного состава.

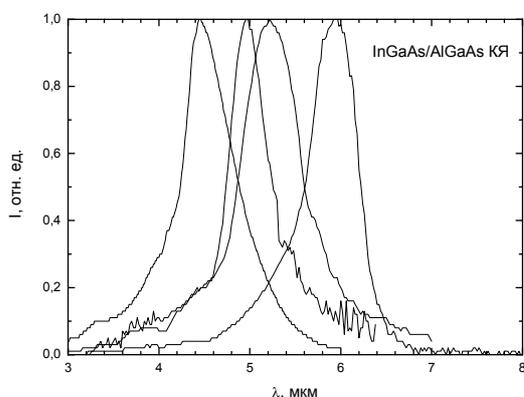


Рис. 5 Спектры фоточувствительности ГС с КЯ InGaAs/AlGaAs.

геометрию структуры и условия роста, чтобы предотвратить генерацию дислокаций несоответствия. На рис.4 представлены расчетные кривые положения максимума фоточувствительности ГС с КЯ InGaAs/AlGaAs. Влияние напряжения в КЯ на положение уровней размерного квантования учитывалось в соответствии с [6]. В качестве барьера использовался твердый раствор $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$, близкий к границе составов с непрямым характером энергетических переходов. Глубина КЯ варьировалась путем изменения состава твердого раствора $In_yGa_{1-y}As$. Дополнительной трудностью в получении КЯ InGaAs/AlGaAs заданного состава является сегрегация атомов индия во время роста КЯ в условиях МОСГЭ [7].

На рис.5 представлены спектры ряда ГС с КЯ InGaAs/AlGaAs, демонстрирующие сдвиг максимума спектра фоточувствительности в более коротковолновую область по мере увеличения содержания InAs в КЯ.

Изготовленные из рассматриваемых ГС с КЯ InGaAs/AlGaAs тестовые ФП продемонстрировали обнаружительную способность $D^* = 1-5 \times 10^{10}$ см·Гц^{1/2}·Вт⁻¹ в максимуме спектральной чувствительности при

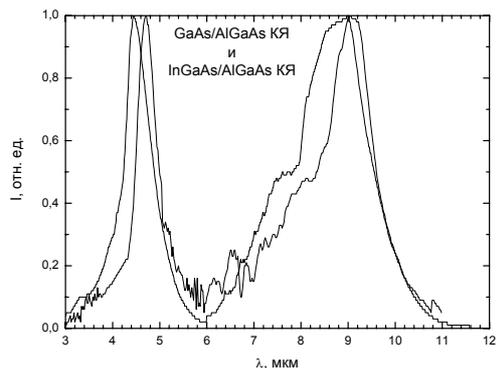


Рис. 6 Спектры фоточувствительности ГС с КЯ GaAs/AlGaAs и InGaAs/AlGaAs.

длине волны $\lambda_{max} = 4.5-5.0$ мкм и температуре 77 К.

При выращивании двухцветных ГС с КЯ с одновременной чувствительностью на 3-5 и 8-12 мкм возможны два варианта: сначала область, чувствительная к излучению в диапазоне 3-5 мкм, а затем – к 8-12 мкм и наоборот, сначала 8-12 мкм, а затем – 3-5 мкм. В результате проведенных исследований оказалось, что второй вариант предпочтительнее, поскольку выращенная сначала область, чувствительная к излучению в диапазоне 3-5 мкм, оказывает большее влияние на параметры выращиваемых после нее эпитаксиальных слоев, приводя к ухудшению их качества. На рис.6 представлены спектральные характеристики указанных ГС с КЯ (In)GaAs/AlGaAs. Видно, получение фоточувствительности в двух требуемых диапазонах. Тестовые ФП позволяют определить обнаружительную способность в каждом из диапазонов, которая не хуже значений, полученных для односпектральных ФП: $D^* = 4-6 \times 10^{10}$ см·Гц^{1/2}·Вт⁻¹ в максимуме спектральной чувствительности при длине волны $\lambda_{max} = 8.5-9.5$ мкм и температуре 60 К и $D^* = 2-3 \times 10^{10}$ см·Гц^{1/2}·Вт⁻¹ в максимуме спектральной чувствительности при длине волны $\lambda_{max} = 4.5-5.0$ мкм и температуре 77 К.

[1] Rogalski, A., J. Appl. Phys., **93**, 4355 (2003).

[2] Акчурин, Р.Х., Изв. Вузов. Материалы электронной техники. №2, 4 (1999).

[3] Физика квантовых низкоразмерных структур. /Демиховский В.Я., Вугальтер Г.А. – М.: Логос, 2000.

[4] Физика низкоразмерных систем. /Под ред. Шика А.Я. – СПб.: Наука, 2001.

[5] Levine, V.F., J. Appl. Phys., **74**, 1 (1993).

[6] Van de Walle, C.G., Phys. Rev. B., **39**, 1871 (1989).

[7] Marmalyuk, A.A., Govorkov, O.I., Petrovsky, A.V., et al., J. Cryst. Growth., **237-239**, 264 (2002).

Нитевидные кристаллы GaAs и AlGaAs нанометрового диапазона: МПЭ рост и свойства

Г.Э.Цырлин^{1,2,3}, В.Г.Дубровский^{2,3}, И.П.Сошников^{2,3}, А.А.Тонких^{1,3},
Ю.Б.Самсоненко^{1,2,3}, Н.К.Поляков^{1,2}, В.М.Устинов^{2,3}

¹Институт Аналитического приборостроения РАН, Рижский пр. 26, Санкт-Петербург, Россия

²Научно-образовательный комплекс «Санкт-Петербургский физико-технический научно образовательный центр РАН», ул.Хлопина д.5/2, Санкт-Петербург, Россия

³Физико-Технический Институт им.А.Ф.Иоффе РАН, ул.Политехническая 26, Санкт-Петербург, Россия

Нитевидными нанокристаллами, или нановискерами (НВ) называют кристаллы с поперечным размером D порядка 10-100 нм и длиной L , на порядок и более превосходящей поперечный размер. Уникальные свойства НВ связаны, прежде всего, с высокими значениями L/D в нанометровом диапазоне размеров. НВ различных полупроводниковых материалов (Si, GaAs, InP) имеют большие перспективы для применений в микро- и оптоэлектронике, а также во многих других областях (многоострийные катоды, зонды для туннельных микроскопов, газовые анализаторы и т.д.) [1,2]. Структурные свойства НВ (длина, диаметр, поверхностная плотность) во многом определяются способом подготовки поверхности и ростовым процессом. В настоящее время НВ в основном выращиваются методом газовой эпитаксии (ГФЭ) и реже – молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на поверхностях, активированных каталитическим веществом. Метод МПЭ имеет ряд преимуществ по сравнению с ГФЭ, связанных с более неравновесными условиями роста при МПЭ и как следствие – возможностью получения существенно более высоких значений L/D при меньших поперечных размерах.

Получение НВ производилось комбинированным методом, включающим МПЭ рост и вакуумное напыление. Процесс формирования полупроводниковых НВ происходил в 4 этапа 1) подготовка поверхности GaAs (в основном, GaAs(111)В) в ростовой камере установки МПЭ; 2) нанесение тонкой пленки катализатора (в нашем случае - Au) на поверхность полупроводника (GaAs); 3) разогрев поверхности для получения жидких капель раствора Au-GaAs, и 4) эпитаксиальный рост полупроводникового материала (например, GaAs, AlGaAs) [3]. Отметим основные особенности классического механизма «пар-жидкость-кристалл» (ПЖК) – роста, типичные для ГФЭ [4]. При разогреве активированной поверхности на ней образуются капли жидкого раствора Au-GaAs. В процессе эпитаксиального роста за счет адсорбции полупроводникового материала из газообразной фазы на поверхности капли раствор становится пересыщенным и кристаллизуется на поверхности под каплей. В результате растет нитевидный кристалл под каплей с поперечным размером, примерно

равным диаметру капли, а сама капля движется вверх. Очевидно, что в описанном классическом механизме ПЖК роста максимальная скорость роста нитевидного кристалла определяется потоком вещества на поверхность. Поэтому длина нитевидного кристалла, растущего по механизму ПЖК, не может превосходить (в общем случае) эффективную толщину осажденного материала, т.е. количество материала, поступившего на поверхность в течение ростового процесса. На рис. 1 приведено типичное изображение МПЭ - GaAs НВ, полученное методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ).

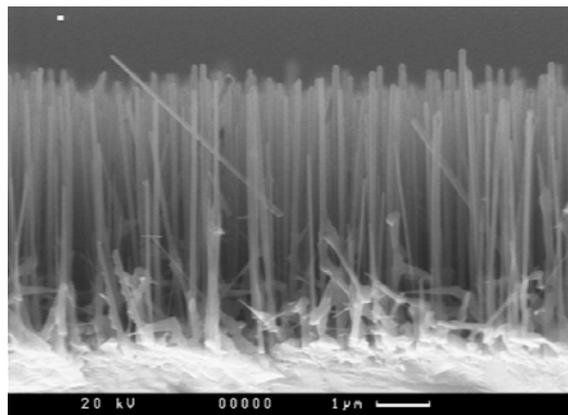


Рис.1 СЭМ изображение массива НВ, сформированных при осаждении GaAs на поверхность GaAs(111)В подложки, активированной Au. Эффективная толщина GaAs: $d_{\text{eff}}=1\mu\text{m}$.

Из рисунка очевидно, что значительное превышение (более чем в 5 раз) высоты НВ толщины напыленного GaAs, не может быть объяснено ПЖК механизмом роста. Для описания наблюдаемого эффекта нами была разработана комбинированная модель роста НВ [5]. На рис.2 приведена схема МПЭ роста НВ, используемая в модели. Модель учитывает как классический ПЖК рост НВ за счет адсорбции атомов на поверхности капли, так и диффузионный рост за счет поступления атомов в каплю с поверхности подложки через боковую поверхность НВ. Было показано, что для достаточно тонких НВ (с радиусом R порядка нескольких десятков нм) основным механизмом роста является диффузионный. Для этого случая

была получена следующая формула для скорости вертикального роста НВ dL/dt :

$$\frac{dL}{dt} = hV \left[\varepsilon - \gamma + \frac{R_c}{R \cosh(L/L_f)} \right] \quad (1)$$

Здесь V – скорость осаждения в монослоях в сек (МЛ/сек), h – высота монослоя, $\varepsilon = (V - V_s)/V$ – относительная разность между скоростью осаждения и скоростью роста неактивированной поверхности V_s , $\gamma = 2x_{eq}h/V\tau_l$ – десорбционный член, x_{eq} – равновесная концентрация раствора, τ_l – среднее время жизни на поверхности жидкости, L_f – диффузионная длина адатома на боковой поверхности НВ. Величина R_c в (1) определяется выражением

$$R_c = \frac{\theta_{eq} l_s}{V t_s} \sigma \quad (2)$$

где θ_{eq} – равновесная заполненность адатомами поверхности, l_s – длина диффузионного прыжка адатома, t_s – среднее время между двумя последовательными диффузионными прыжками, σ – среднее пересыщение адатомов. Для типичных значений при МПЭ GaAs на поверхности GaAs(111)B, активированной золотом, $x_{eq} \sim 0.1$, $V \sim 1$ МЛ/с, $\tau_l \sim 1$ с, $\theta_{eq} \sim 5 \times 10^{-3}$, $l_s \sim 0.4$ нм, $t_s \sim 10^{-5}$ с, $\sigma \sim 1$ и $L_f \sim 10$ мкм [6], откуда получаем $\gamma \sim 0.2$ и $R_c \sim 100$ нм. Таким образом, десорбция с поверхности капли может уменьшать скорость роста НВ примерно на 20%, однако диффузия адатомов для вискеров с радиусом $R \sim 10$ нм приводит к увеличению длины НВ на порядок величины по сравнению эффективной толщиной осажденного GaAs.

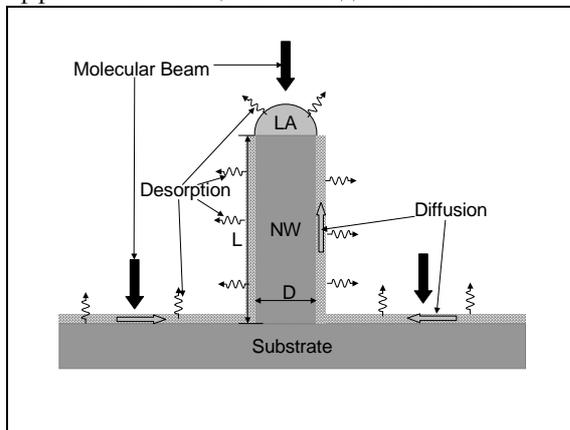


Рис.2 Схематическое изображение процессов на поверхности при росте НВ в методе МПЭ: LA – капля жидкого раствора, NW – цилиндрический вискер диаметра D и высоты L . Показаны процессы адсорбции из молекулярного пучка на поверхности капли и подложки, диффузии адатомов по поверхности подложки и по боковой поверхности НВ, десорбции с поверхности подложки и с боковой поверхности.

На рис. 3 и 4 сравниваются результаты расчетов на основании предложенной теории и экспериментальных данных для GaAs и AlGaAs

НВ. Следует отметить, что для выявления зависимостей высоты от диаметра НВ на поверхности специально создавался ансамбль капель Au со значительным разбросом по размерам.

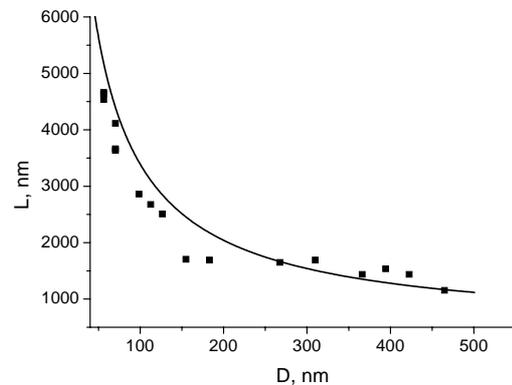


Рис.3. Экспериментальная (квадраты) зависимость длины GaAs НВ от их диаметра. Сплошной линией показана теоретическая зависимость $L(D)$.

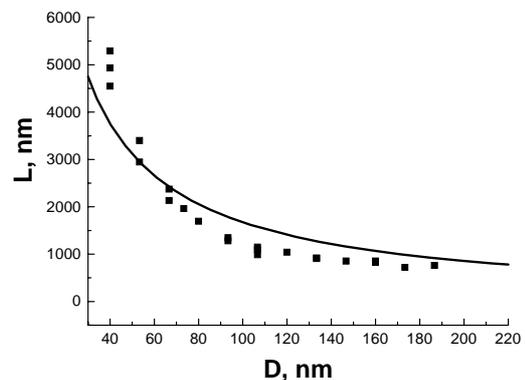


Рис.4. Экспериментальная (квадраты) и теоретическая (сплошная линия) зависимости длины AlGaAs НВ от их диаметра.

В ряде экспериментов нами наблюдался переходной режим от ПЖК к диффузионному, при этом на зависимости высоты НВ от диаметра наблюдался характерный максимум (рис. 5, [7]).

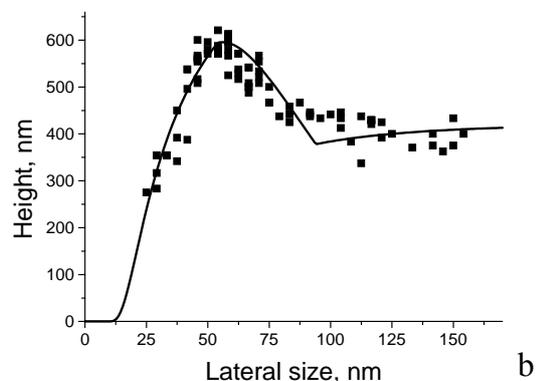


Рис.5. Экспериментальная (квадраты) и теоретическая (сплошная линия) зависимости длины GaAs НВ от их диаметра, полученных для переходного ПЖК – диффузионного режима.

Экспериментально были исследованы зависимости структурных свойств GaAs НВ от основных технологических параметров (скорость роста, соотношение потоков III и V групп, температуры подложки). Установлено, что увеличение скорости роста приводит к снижению эффективной высоты НВ, уменьшению соотношения потоков J_{As}/J_{Ga} , а также увеличение температуры подложки уменьшает плотность и высоту НВ, по видимому, вследствие увеличения десорбции адатомов Ga с поверхности.

Показано, что формирование GaAs НВ возможно и на поверхности (100), однако в этом случае НВ располагаются под определенным углом к поверхности. Грани НВ, как и в случае поверхности (111)В, в основном соответствуют направлениям (011). На рис. 6 а,б сравниваются GaAs НВ, полученные при напылении 1.5 мкм GaAs на поверхности (111)В и (100). Отметим, что оптимизированная технология подготовки капель катализатора, а также условий выращивания НВ позволяет получать равномерные ансамбли НВ с высотой до 15 мкм (рис.6, б) и соотношением высоты к диаметру, превышающим 100.

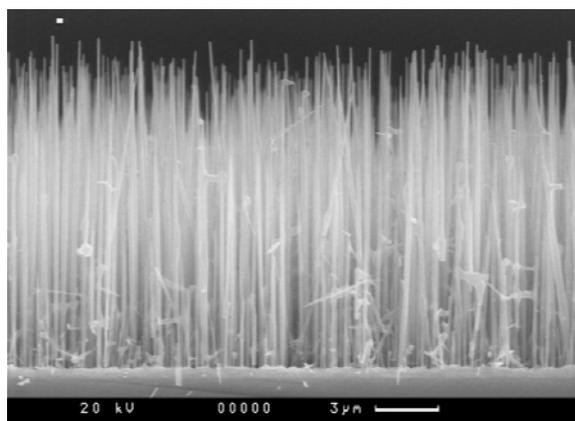
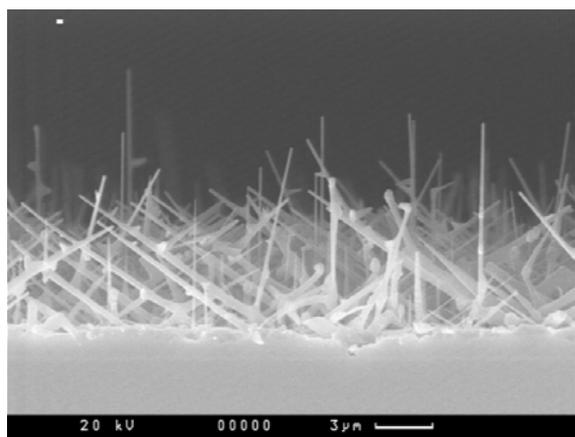


Рис.6 СЭМ изображения массива НВ, сформированных при осаждении GaAs на поверхность GaAs (100) (а) и GaAs(111)В (б) подложки, активированной Au. Эффективная толщина GaAs: $d_{eff}=1.5$ мкм.

Отметим также, что введение умышленной вицинальности подложки GaAs(100) позволяет получать НВ, наклоненные под разными углами к поверхности. Увеличение угла разориентации приводит к приближению к нормальному углу, однако сопровождается падением поверхностной плотности НВ.

В докладе также обсуждаются возможные применения полупроводниковых НВ, полученным методом МПЭ.

Данная работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 05-02-16495, Министерства науки и образования РФ, РАН и SANDiE.

Литература.

1. X.Duan, J.Wang, C.M.Lieber. Appl.Phys.Lett., v.76, № 9, p.1116, 2000.
2. Y.Cui, C.M. Lieber. Science, v.91, 851, 2000.
3. А.А.Тонких, Г.Э.Цырлин, Ю.Б.Самсоненко, И.П.Сошников, В.М.Устинов. ФТП, т. 38, № 10, 1256, 2004.
4. R.S.Wagner, W.C.Ellis. Appl.Phys.Lett., v. 4, №5, p.89, 1964.
5. Г.Э.Цырлин, В.Г.Дубровский, Н.В.Сибирев, И.П.Сошников, Ю.Б.Самсоненко, А.А.Тонких, В.М.Устинов. ФТП, т. 39, № 5, 587, 2005.
6. S.Koshiha, Y.Nakamura, M.Tsuchiya, H.Noge, H.Kano, Y.Nagamune, T.Noda, H.Sakaki. J.Appl.Phys., v.76, №7, p.4138, 1994.
7. V.G.Dubrovskii, I.P.Soshnikov, G.E.Cirlin, A.A.Tonkikh, Yu.B.Samsonenko, N.V.Sibirev and V.M.Ustinov. phys.stat.sol.(b), 2004, v.241, №7, R30.

Связывание состояний электронов двойных вертикально сопряженных InAs/GaAs квантовых точек

М.М. Соболев, А.Е. Жуков, А.П. Васильев, Е.С. Семенова, В.С. Михрин

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Россия

e-mail: m.sobolev@mail.ioffe.ru

В настоящее время одной из самых интересных тем в современной физике полупроводников являются исследования эффектов гибридизации состояний самоорганизующихся вертикально-сопряженных квантовых точек (ВСКТ). В данном докладе приведены результаты наших C-V (вольт-фарадных) и DLTS (нестационарная спектроскопия глубоких уровней)-исследований гибридизации квантовых электронных состояний InAs/GaAs-гетероструктур с двумя массивами ВСКТ в зависимости от толщины прослойки GaAs.

Исследуемые в работе InAs/GaAs-гетероструктуры с ВСКТ были получены методами молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках n^+ -GaAs с ориентацией (100). Массив КТ был сформирован в результате двух кратного осаждения 2 монослоев InAs, разделенных прослойкой GaAs толщиной $d_{\text{GaAs}}=15, 40$ и 100 \AA . ВСКТ были помещены в середину n^0 -GaAs толщиной 0.90 мкм , который был легирован Si до концентрации $2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Прослойка GaAs трех структур с различными толщинами была также легированной. Одна из исследуемых структур с $d_{\text{GaAs}}=40 \text{ \AA}$ специально не легировалась. Сверху n^0 -GaAs слой был покрыт p^+ -GaAs.

Мы провели измерения C-V-характеристик p-n-гетероструктур InAs/GaAs с ВСКТ при температуре $T=82 \text{ К}$ (рис. 1a, b). Изменения емкости при варьировании напряжением смещения U_f для всех структур демонстрировали типичное для локализованных состояний поведение [1]. В профилях распределения концентрации свободных электронов $n^*(U_f)$ всех структур, рассчитанных с использованием этих данных при $T=80 \text{ К}$ наблюдались пики, проявление которых связано с опустошением носителей аккумулированных на квантовых состояниях точек. Для структуры с $d_{\text{GaAs}}=40 \text{ \AA}$ наблюдался широкий пик, представляющий собой суперпозицию двух спаренных узких пиков, для структуры с $d_{\text{GaAs}}=100 \text{ \AA}$ – один узкий. Из C-V-измерений были определены диапазоны напряжений смещения, при которых в спектрах DLTS должны наблюдаться сигналы, связанные с эмиссией носителей из состояний ВСКТ. Для определения пространственной локализации DLTS-сигналов и природы уровней, связанных с этими сигналами, были проведены измерения спектров при постоянной величине напряжения импульса заполнения U_f и варьировании

величиной импульса напряжения, при котором регистрировался DLTS сигнал U_b .

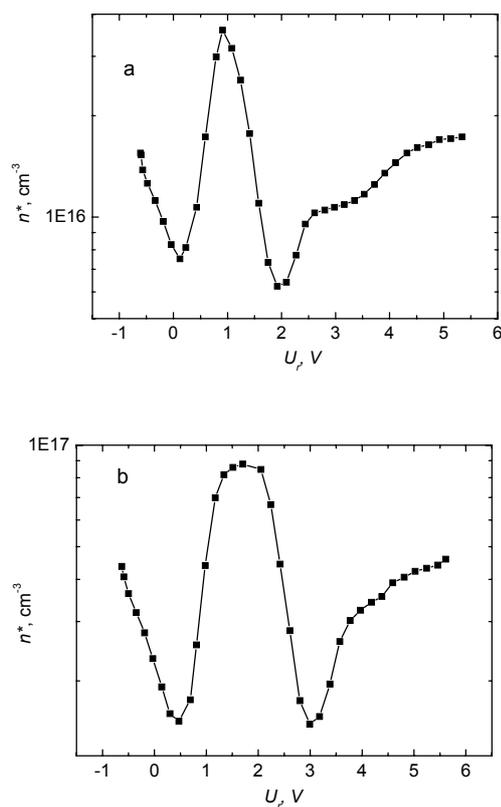


Рис. 1. Профили распределения эффективной концентрации электронов p-n гетероструктур с 2 слоями КТ InAs в матрице GaAs, измеренных при $T=80 \text{ К}$: а – с толщиной GaAs прослойки 100 \AA , б – с толщиной GaAs прослойки 40 \AA .

DLTS-исследования позволили определить, что для структуры с $d_{\text{GaAs}}=100 \text{ \AA}$ наблюдается два DLTS-пика: $E1^*$ и $E2^*$ (рис. 2 а). Для двух структур с легированной прослойкой толщиной $d_{\text{GaAs}}=15$ и 40 \AA мы также наблюдали только два слабых пика на предельном для нашего спектрометра уровне чувствительности: низкотемпературный и высокотемпературный. В тоже время для структуры с нелегированной прослойкой GaAs толщиной $d_{\text{GaAs}}=40 \text{ \AA}$ обнаруживалось пять хорошо измеряемых и с большой по амплитудой DLTS-пиков: $E1, E2, E3, E4, E5$ (рис. 2b). Для определения природы этих уровней были проведены исследования зависимости спектров DLTS от условий предварительного изохронного отжига ($U_{ba} < 0$ или $U_{ba} = 0$) и при оптической подсветке, при тех

значениях U_b , при которых наблюдались характерные изменения в поведении спектров DLTS [1]. DLTS-спектры практически не зависели от условий изохронного отжига, но изменялись при оптической подсветке (рис. 2b, линия 5): наблюдался рост величин DLTS-сигналов всех пиков для обеих структур, что позволило отождествить пики с квантовыми состояниями ВСКТ. Эти исследования позволили также сделать вывод о низком содержании точечных дефектов с глубоким уровнями.

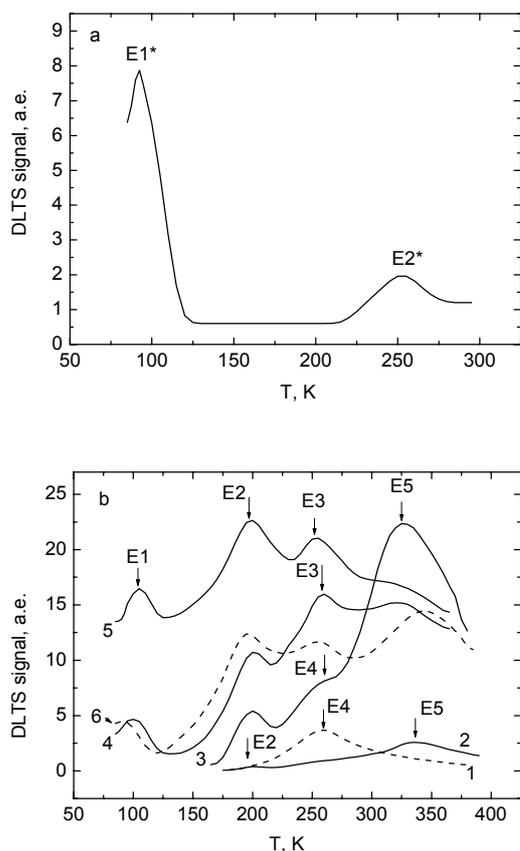


Рис. 3. Спектры DLTS p-n –гетероструктур с 2 рядами КТ InAs/GaAs: а – структура с $d_{\text{GaAs}}=100$ Å, при $V_f = -0.01$ В и $V_b, B: -2.43$; б - структура с $d_{\text{GaAs}}=40$ Å, $U_b, B: 1 - -0.73, 2 - -1.36, 3 - -2.18, 4 - -2.78, 5 - -2.78$ (с подсветкой белым светом), 6 – -3.39 . Спектры получены для окна темпов эмиссии 200 c^{-1} .

Для пиков DLTS, атрибутируемых с квантовыми состояниями точек, была обнаружена также зависимость от величины U_b . Были построены зависимости температурного положения их максимумов от величины U_b (рис. 3а,б). Наблюдаемые зависимости были связаны с проявлением квантово-ограниченного эффекта Штарка, приводящего к смещению уровней квантовых состояний [1]. Эти исследования позволили отождествить E1* и E2*- пики структуры с $d_{\text{GaAs}}=100$ Å с основным и возбужденным состояниями ВСКТ и

охарактеризовать эту структуру, как систему с двумя несвязанными КТ (рис. 3а).

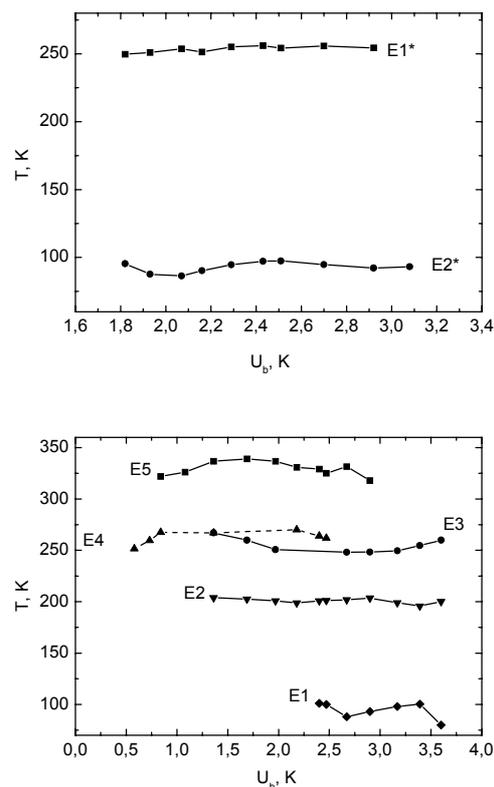


Рис.3 Зависимости температурного положения максимумов пиков DLTS от величины импульса напряжения U_b .

Зависимости смещения Штарка пиков E1-E5 от величины U_b структуры с $d_{\text{GaAs}}=40$ Å были подобны тем, что приведены в теоретической работе [2] для массива состоящего из двух рядов ВСКТ при сопряжении КТ, приводящего к расщеплению уровней на связанные и антисвязанные состояния, основные и возбужденные состояния, а сама система находится в фазе молекулы. Квантовые состояния этой структуры были атрибутированы соответственно E5 - $1s^+$, E4 - $2p^+$, E3- $1s^-$, E2 – $2p^-$, E1 – $3d^+$ состояниями квантовой молекулы. Таким образом, в данной работе подтверждено, что две КТ в зависимости от толщины прослойки между ними могут находиться либо в фазе единичной атомной точки, либо молекулы. Связывание электронных состояний двух точек КТ-молекулы приводит к образованию связанных и антисвязанных, основных и возбужденных состояний $1s^+, 1s^-, 2p^+, 2p^-, 3d^+$, образующихся из состояний КТ.

[1] Соболев, М.М., Устинов, В.М., Жуков, А.Е., Мусихин, Ю.Г., Леденцов, Н.Н.. ФТП, **36**, 1089 (2002).
 [2] Sheng, W., Leburton, J-P., Appl. Phys. Lett., **9**, 1258 (2001)

Управление спиновым транспортом в магнитных металлических наноструктурах: факторы атомного упорядочения и магнитных взаимодействий

В.В. УСТИНОВ

Институт физики металлов УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, Россия
e-mail: ustinov@imp.uran.ru

Анализируются возможности и основные закономерности управлением спин-зависимым транспортом электронов проводимости в магнитных металлических наноструктурах: спиновых клапанах, сверхрешетках и слоисто-кластерных системах, демонстрирующих эффект гигантского магнитосопротивления.

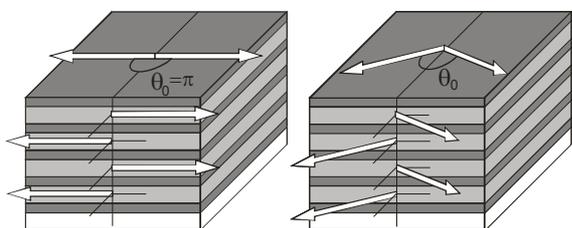
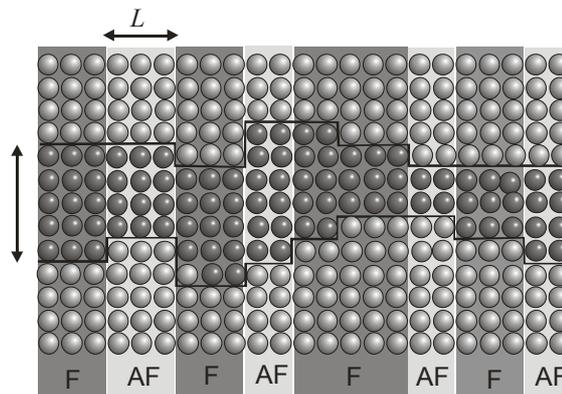
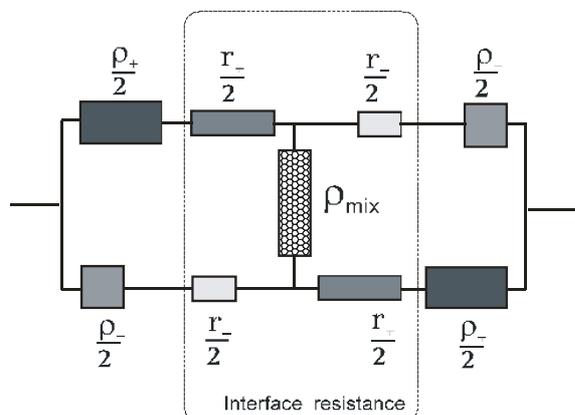


Рис.1. Схема сверхрешетки с коллинеарным и неколлинеарным межслойным упорядочением



$$J_1(D \pm a) = J_1 \pm \Delta J; \quad J_2 = -\frac{4L(\Delta J)^2}{\pi^3 A} \coth\left(\frac{\pi D}{L}\right)$$

Рис.3. Схема формирования неколлинеарного упорядочения слоев



$$\rho = \frac{(\rho_+ + r_+)(\rho_- + r_-) + (\rho_+ + \rho_- + r_+ + r_-)\rho_{mix}}{\rho_+ + \rho_- + r_+ + r_- + 4\rho_{mix}}$$

Рис.2. Эквивалентная схема сверхрешетки с гигантским магнитосопротивлением ρ

В качестве основных управляющих факторов рассмотрены:

- атомная структура слоев и интерфейсов;
- магнитное упорядочение и магнито-кристаллическая анизотропия слоев, обусловленная спин-орбитальным взаимодействием;
- межслойные магнитные взаимодействия обменного и диполь-дипольного характера.

Приведены экспериментальные данные по закономерностям эффекта гигантского магнитосопротивления и соответствующих процессов намагничивания в сверхрешетках и в слоисто-кластерных наноструктурах Fe/Cr в условиях наблюдения спин-флоп и множественных метамагнитных спин-флип переходов.

Магнито-гиротропный фотогальванический эффект в наноструктурах

В.В. Бельков

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая 26, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: bel@epi.ioffe.ru

В последнее время значительный интерес вызывает исследование спин-зависимых токов в полупроводниковых структурах. Обычно генерация спинового фототока наблюдается при облучении образца циркулярно поляризованным светом, поглощение которого приводит к оптической ориентации носителей заряда. Направление электрического тока зависит от знака циркулярной поляризации возбуждающего излучения. Эффект представляет собой преобразование углового момента фотона в трансляционное движение свободных носителей. Однако, как показывают результаты феноменологического анализа, приложении магнитного поля делает возможной генерацию тока в гетероструктуре даже под действием неполяризованного света. В настоящей работе (подробнее см. [1]) изучались спиновые фототоки в квантоворазмерных структурах при поглощении излучения дальнего инфракрасного диапазона. Мы показали, что микроскопическая природа эффекта связана с гиротропностью A^3V^5 наноструктур, что позволило классифицировать его как магнито-гиротропный фотогальванический эффект (ФГЭ).

В экспериментах исследовались GaAs/AlGaAs и InAs/AlGaSb структуры n-типа, выращенные в направлении [001]. Образцы различались как величинами подвижности электронов, так и профилями и уровнями легирования. Возбуждающее излучение ($\lambda=148 \mu\text{m}$, $P \approx 10 \text{ kW}$, длительность импульса 100 ns) падало по нормали к плоскости образца. Магнитное поле было направлено параллельно плоскости структуры вдоль одной из $\langle 110 \rangle$ осей. Регистрировался фототок, возникающий в образце, находящемся при комнатной температуре. Варьировалась поляризация излучения, а также взаимная ориентация измеряемого тока и направления магнитного поля.

В структурах с высокой подвижностью носителей параллельная магнитному полю B компонента фототока была пропорциональна степени циркулярной поляризации излучения P_c (при линейной поляризации света ток не возникал), тогда как перпендикулярная B составляющая не зависела от состояния поляризации света. В образце, характеризующемся низкой подвижностью, также наблюдался поляризационно-независимый вклад. Однако, в обоих направлениях доминировали токи, достигающие своего максимального

значения при линейной поляризации света (т.е. при $P_c=0$) и зависящие от ориентации линейной поляризации относительно кристаллографических осей.

Анализ возможных микроскопических механизмов эффекта позволил выделить наиболее существенные процессы, ответственные за генерацию тока. Его возникновение может быть вызвано асимметрией процессов энергетической и спиновой релаксации фотовозбужденных носителей. Качественное описание этих механизмов состоит в следующем. Поглощение света приводит к разогреву электронного газа и возникновению неравновесного распределения носителей по энергии. Электрон-фононное взаимодействие, ответственное за релаксационные процессы, в гиротропной среде является спин-зависимым. Таким образом, в функции распределения появляется нечетное по волновому вектору слагаемое [2], что в условиях неодинаковых заселенностей "spin-up" и "spin-down" подзон приводит к возникновению тока. Другим релаксационным механизмом магнитоиндуцированного ФГЭ может быть асимметрия процесса спиновой релаксации, то есть спин-гальванический эффект).

Наряду с релаксационными процессами, вклад в магнитоиндуцированный ФГЭ может вносить и присущая гиротропной среде асимметрия процесса внутриволнового фотовозбуждения. Указанная особенность приводит к асимметричному распределению фотовозбужденных носителей внутри каждой из спиновых подзон и, благодаря зеемановскому расщеплению, к электрическому току. Очевидно, что токи, обусловленные асимметрией фотовозбуждения, могут быть поляризационно-зависимыми.

Таким образом, в нашей работе показано, что при приложении магнитного поля Друде-поглощение вызывает электрический ток в квантоворазмерной структуре. Экспериментальные данные и анализ микроскопических моделей показывают, что обнаруженные фототоки вызваны спин-зависимыми процессами и обусловлены гиротропией среды.

[1] V.V.Bel'kov, S.D.Ganichev, E.L.Ivchenko, *et al*, arXiv:cond-mat/0502191

[2] Е.Л.Ивченко, Г.Е.Пикус, Известия АН СССР (серия физическая) 47, 2369 (1983).

Giant magnetoresistance in magnetic nanostructures

L. R. Tagirov

Kazan State University, Kremlevskaya str. 18, Kazan 420008, Russia
e-mail: ltagirov@mail.ru

1 Introduction

In recent experimental studies of Ni-Ni and Co-Co point contacts (PC) a surprisingly high negative magnetoresistance in excess of 200% has been discovered [1-3]. Further development of the nanocontacts fabrication techniques raised the above values till 70000%-100000% [4-6]. The authors claim that they observed ballistic magnetoresistance (BMR), i.e. the magnetoresistance at ballistic (collisionless) electronic transport at the area and vicinity of a nanocontact.

The negative magnetoresistance can be due to scattering of conduction carriers by a domain wall (DW). According to a general quantum-mechanical prescription any inhomogeneity in the potential landscape results in reflection of quasiparticle wave function, which evokes an additional electric resistance. This effect is very small for a free-standing domain wall because the widths of the DW is large, typically 150-1000 Å. In this paper we review nonperturbative theory of electron scattering by the constrained domain wall [7-10] aiming to demonstrate that DW scattering enables to provide huge magnitudes of negative magnetoresistance observed in the recent point contact experiments.

2 Model of the point contact and direction of the solution

Diminishing of the width of DW when decreasing the size of the constriction between two oppositely magnetized domains was proposed by Bruno [11]. In his model the DW width becomes comparable with PC length, and magnetization rotates almost entirely inside the constriction. The micromagnetic calculations [12] show that the width of the constrained DW is about $2a+d$, where d is the length and a is the width of the connecting channel, respectively. The micromagnetic results can be easily understood using simple energy considerations. From the symmetry of the problem it is obvious that in a free-

standing, infinite area DW the exchange energy relaxes into the chain of magnetic moments till the total anisotropy energy of the chain equals the loss of the exchange energy (the classic 1D Landau-Lifshitz solution). In the 2D, thin-film case, the portion of the exchange energy, which did not relax inside of constriction, relaxes into the 2D plane outside of the neck. In this 2D-case, two half-circles at mouths of the constriction accommodate the number of magnetic moments in the 1D domain wall chain, minus the number of the moments inside the constriction. In the case of 3D nanocontact, approximately the same amount of magnetic moments has to be accommodated by two semi-spheres at the mouths of the neck. It is clear, that spatial extent of the domain wall will eventually *decrease* upon increasing the dimensionality of the magnetization relaxation space (chain \rightarrow area \rightarrow volume).

Coey *et al.* [13,14] have drawn attention to the fact, that in nanosize constrictions the continuum approximation, used in micromagnetic simulations, is no longer valid. They have analyzed DW in nanocontacts calculating explicitly lattice sums over the magnetic moments in the constriction and the adjacent space. Main conclusion is as follows: when characteristic dimensions fall below 10 inter-atomic spacings; it is possible to have very narrow domain walls with a width determined by the effective length of the constriction.

Another necessary condition for realization of the sharp DW is conservation of the electron spin orientation when crossing the domain wall. The electron spin conserves if the DW width is shorter than the length, at which the electron spin quantization axis adjusts varying direction of the local exchange field. If we assume the DW width 5 nm and the Fermi velocity $v_F \sim 10^5$ m/s, then the time-of-flight is about 5×10^{-14} s - too short compared with Zeeman or spin-relaxation time. At this condition the transmission process looks like transmission through the abrupt DW.

We believe that extremely large magnetoresistance can be obtained because of the strong spin-dependent reflection of carriers from the effectively sharp DW in the PC area. It is realized in ferromagnetic metals where there is large exchange splitting of conduction band (0.3-1.0 eV). Mapped onto the parabolic conduction band structure the exchange splitting results in non-equivalent values of the spin-subband Fermi momenta, $k_{F\uparrow}$ and $k_{F\downarrow}$ (Ref. [15] gives $k_{F\uparrow} = 1.1\text{\AA}^{-1}$ and $k_{F\downarrow} = 0.42\text{\AA}^{-1}$ for iron).

At *ferromagnetic* (F) alignment of magnetizations in the contacting ferromagnetic metals there is no domain wall in the constriction, and the current flows through PC independently in each conduction spin-subband. Then, the resistance of PC is actually the Sharvin resistance [16] of spin-channels connected in parallel. At *antiferromagnetic* (AF) alignment of magnetizations the additional resistance appears, which is associated with reflection of electrons from the potential barrier created by the domain wall. In terms of quantum mechanics, the incident electron waves will be partially reflected because of the Fermi momenta mismatch of majority and minority subbands ($k_{F\uparrow} > k_{F\downarrow}$). However, the partial reflection of electrons is not the sole reason for the enhanced resistance at the AF-alignment. When the angle of incidence becomes large enough the minority subband can not further accept the momentum transferred from the opposite side of the PC, which is majority subband with the same spin projection. As a result, only a narrow incidence angles cone (for $k_{F\downarrow} \ll k_{F\uparrow}$ as in the example given above) around the normal direction to the interface is responsible for the charge transport across the PC. Electrons with more inclined trajectories are completely reflected. Thus, the partial transmission at the steep incidence, and the total reflection at slanted incidence provide high boundary resistance of PC at AF alignment of magnetizations.

The PC model we consider to realize the physics described above is the circular hole of the radius a made in a membrane. The impenetrable membrane divides the space on two half-spaces, occupied by the single-domain ferromagnetic metals. The connecting channel is assumed to be ballistic (shorter than the mean free path).

The electron motion on both sides of the contact can be described by equations for quasiclassical (QC) Green functions derived by Zaitsev [17]. The equations are supplied by boundary conditions, which take into account explicitly the quantum mechanical conservation laws for momentum and energy. For the cylindrical geometry of the model the system of kinetic equations can be solved exactly in the mixed representation [7]. The electric current density is expressed via the antisymmetric QC Green function, and the net current I through the hole in the membrane is calculated integrating the current density over the area of the contact. As far as the currents for the F and AF alignments are obtained, the magnetoresistance can be found from a definition:

$$MR = \frac{I^F - I^{AF}}{I^{AF}} = \frac{\sigma^F - \sigma^{AF}}{\sigma^{AF}}, \quad (1)$$

where I^F (σ^F) stands for the current (conductance) at F alignment of magnetizations of contacting ferromagnets, and I^{AF} (σ^{AF}) is for the AF alignment of magnetizations.

3 Magnetoresistance at classical (non-quantized) conduction

To simplify the general analysis of the solution we use the step-like shape for the potential barrier created by DW. The approximation of DW profile by an abrupt potential gives maximum available magnetoresistance for a particular choice of other physical parameters [7]. For the purely ballistic transport [$a/l_{\uparrow} \rightarrow 0$, where l_{\uparrow} (l_{\downarrow}) is the majority (minority) electrons mean free path] the magnetoresistance can be evaluated analytically:

$$MR = \frac{(1 - \delta) \{5\delta^3 + 15\delta^2 + 9\delta + 3\}}{8\delta^3(\delta + 2)}, \quad (2)$$

$$\delta = \frac{k_{F\downarrow}}{k_{F\uparrow}} = \frac{v_{F\downarrow}}{v_{F\uparrow}} \leq 1.$$

If $\delta=1$, then $MR=0$, *i.e.* the magnetoresistance vanishes in the contact of non-magnetic metals. For the set of δ values we obtain from (2): $\delta=0.5$ $MR=238\%$; $\delta=0.4$ $MR=455\%$; $\delta=0.33$ $MR=780\%$; $\delta=0.3$ $MR=1012\%$.

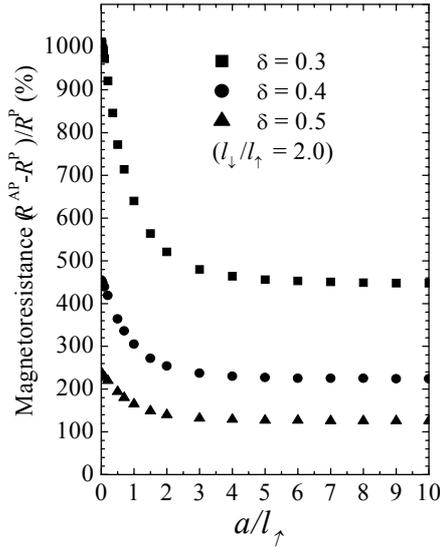


Figure 1. Dependence of magnetoresistance on the PC radius.

Let us recall here the experimental data on magnetoresistance of magnetic PC by García *et al.* Ni-Ni PC showed maximal $MR=280\%$ [1], Co-Co PC showed maximal $MR=230\%$ [2]. To obtain the MR values of 280% (Ni) and 230% (Co) we have to use the values $\delta(\text{Ni})=0.47$ and $\delta(\text{Co})=0.5$. These values are in the range of the values, obtained experimentally from the single photon threshold photoemission [18] and from ferromagnet/superconductor point contact spectroscopy [19,20].

For the arbitrary mean free path MR can be calculated numerically. The results for the magnetoresistance (1) as a function of the contact radius are shown in Fig. 1.

Calculation show that magnetoresistance is enhanced when conductance approaches ballistic regime (small contact radius a).

4 Conductance quantization and magnetoresistance in magnetic nanocontacts [8-10]

Since experiments with two-dimensional electron gas in a semiconductor it is demonstrated that electric conduction is quantized, and elementary conductance quantum is equal to $2e^2/h$. The factor 2 is attributed to the two-fold spin degeneracy of conduction electron states. Recently, sharp conductance quantization steps have been observed in nanosize point contacts of ferromagnetic metals at room temperature. The measurements have presented an evidence of switching from $2e^2/h$ conductance quantum to e^2/h quantum at room temperature in the nickel nanocontacts. We applied our model described

above to the case, when conductance of the constriction is quantized [8-10]. The generalization on the case of conductance quantization means proper re-definition of the transmission coefficient D in the formulas for the conductance. We assumed that the connecting channel has the cylindrical shape of arbitrary (but shorter than the mean free path) length d . The channel plays the role of a filter, which selects from the continuous domain of quasiparticle incidence angles only those, which satisfy the energy and momentum conservation laws, and conditions for quantization of the transverse motion of an electron in the channel. As the diameter of the channel is assumed to be very small, we may use the ballistic-limit versions of our formulas to calculate the conductance of the channel. For the numerical calculations we used the step-like potential barrier, as before, and the sloping potential landscape to approximate the constrained domain wall profile [8-10]. The results of calculations are presented in Fig. 2.

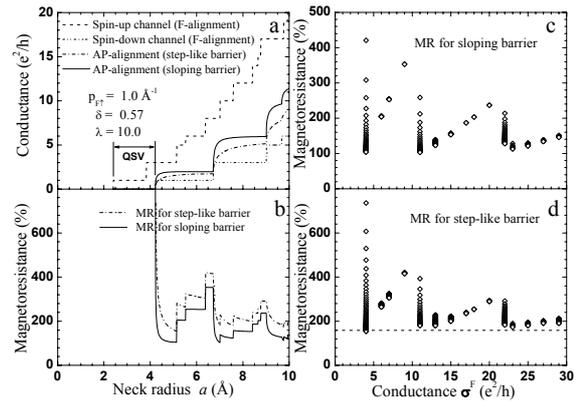


Figure 2. The dependence of conductance (a), and MR (b) on the cross-sectional size of the neck a . Panels (c) and (d) show dependencies of MR on the number of the open conductance channels at the F-alignment of the magnetizations. The maximal $MR=3953\%$ and $MR=1017\%$ for the step-like potential and $MR=1612\%$ for the sloping potential at $\sigma = 4(e^2/h)$ are not shown.

The main conclusion that follows from Fig. 2 is that MR experience huge enhancement at small numbers of open conductance channels. For very moderate polarization of the conduction bands MR may reach few thousand percents. In the range of the PC size labelled by QSV in Fig. 2a the AF-alignment conductance is zero. Then, according to Eq. (1) MR is infinite.

In reality there are spin-reversal processes which open small but finite conductance at AF-alignment of magnetization. This

introduces natural upper bound preventing infinite growth of magnetoresistance. It is worthy to note, that conductance quantization introduces giant reproducible fluctuations of conductance as it can be seen from Figs. 2b, 2c and 2d.

5 Conclusion

In conclusion, we have investigated theoretically the giant magnetoresistance in nanosize magnetic point contacts made of ferromagnetic metal. Our calculations show that the magnitude of magnetoresistance is dramatically enhanced when the ballistic regime of conductance is realized. The ballistic magnetoresistance (BMR) in the quasiclassical regime of conductance can easily reach few hundred percents at experimentally approved polarizations of the ferromagnet conduction band. Next, the regime of quantized conductance through the point contact is considered. Calculations show that BMR of the quantum point contact experiences huge enhancement at first few open conduction channels for the F-alignment of magnetizations. At certain range of the contact area the BMR is infinitely large as far as the electron-spin is conserved upon transmission through the point contact. We called this regime of the magnetic point contact operation as quantum spin-valve (QSV). Our calculations show that BMR is limited from above by the conduction-electron spin-reversal process, and can reach tens of thousand percents. It is very likely, that recent observations of huge, 3 000% to 100 000% BMR in nickel point contacts have origin in conductance quantization and realization of the QSV regime. This huge magnetoresistance property survives for every shape of the nanocontact and disorder, provided that: (1) conductance at the ferromagnetic alignment is quantized (steps are not destroyed); (2) the domain wall in the constriction is effectively sharp (the conduction electron spin-flip rate is slow).

This work has been supported by the RFBR grant No 03-02-17656.

References

1. N. García, M. Muñoz, and Y.-W. Zhao, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 2923.
2. G. Tatara, Y.-W. Zhao, M. Muñoz, and N. García, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 2030.
3. N. García, M. Muñoz, and Y.-W. Zhao, Appl. Phys. Lett. **76** (2000) 2586.
4. N. Garca *et al.*, J. Magn. Magn. Mater. **240** (2002) 92.
5. H.D. Chopra, S.Z. Hua, Phys. Rev. B **66** (2002) 020403(R).
6. S.Z. Hua, H.D. Chopra, Phys. Rev. B **67** (2003) 060401(R).
7. L.R. Tagirov, B.P. Vodopyanov, K.B. Efetov, Phys. Rev. B **63** (2001) 104468.
8. L.R. Tagirov, B.P. Vodopyanov, K.B. Efetov, Phys. Rev. B **65** (2002) 214419.
9. L.R. Tagirov, B.P. Vodopyanov, B.M. Garipov, J. M. M. M. **258-259** (2003) 61.
10. L.R. Tagirov, K.B. Efetov, in NATO Science Series II: Mathematics, Physics and Chemistry, Kluwer Academic Publishers (v. 143 edited by B. Aktaş, L.R. Tagirov and F. Mikailov, 2004), p. 393-417.
11. P. Bruno, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 2425.
12. V.A. Molyneux, V.V. Osipov, E.V. Ponizovskaya, Phys. Rev. B **65** (2002) 184425.
13. J.M.D. Coey, L. Berger, Y. Labaye, Phys. Rev. B **64** (2001) 020407.
14. Y. Labaye, L. Berger, J.M.D. Coey, Journ. Appl. Phys. **91** (2002) 5341.
15. M.B. Stearns, J. Appl. Phys. **73** (1993) 6396.
16. Yu.V. Sharvin, Zh. Exp. Teor. Fiz. **48** (1965) 984 [Sov. Phys. - JETP **21** (1965) 655].
17. A.V. Zaitsev, ZhETF **86** (1984) 1742 [Sov. Phys. - JETP **59** (1984) 1015].
18. J.C. Gröbli *et al.*, Physica B **204** (1995) 359.
19. R.J. Soulen *et al.*, Science **282** (1998) 85; J. Appl. Phys. **85** (1999) 4589.
20. S.K. Upadhyay, A. Palanisami, R.N. Louie and R.A. Buhrman, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 3247.

Индукцированное оптической накачкой поглощение и усиление света в квантовых точках InAs/GaAs и квантовых ямах GaAs/AlGaAs

Л.Е.Воробьев¹, М.А.Барзилович¹, И.В.Михайлов¹, В.Ю.Паневин¹,
Н.К.Федосов¹, Д.А.Фирсов¹, В.А.Шалыгин¹, Н.К.Поляков²,
Ю.Б.Самсоненко², А.А.Тонких², Г.Э.Цырлин², А.Е.Жуков³, Н.А.Пихтин³,
И.С.Тарасов³, В.М.Устинов³

¹ С.-Петербургский государственный политехнический университет, Политехническая ул., 29, С.-Петербург, Россия

² Институт аналитического приборостроения РАН, Рижский пр., 26, С.-Петербург, Россия

³ Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, С.-Петербург, Россия
e-mail: LVor@rphf.spbstu.ru

Настоящая работа посвящена исследованию межзонного поглощения и усиления света ближнего инфракрасного (БИК) диапазона в квантовых точках (КТ) и внутризонного поглощения излучения среднего инфракрасного (СИК) диапазона в квантовых ямах (КЯ) при оптическом межзонном возбуждении наногетероструктур. Полученные данные необходимы для разработки лазеров СИК диапазона на внутризонных переходах электронов в КТ и КЯ при оптической и токовой накачке [1,2].

1. Квантовые точки

Исследованные структуры F140 содержали 15 слоев КТ InAs/GaAs, покрытых слоями InGaAs. Как показано в [3,4], такие КТ представляют собой усеченные пирамиды увеличенного объема. Поверхностная плотность КТ в одном слое составляла $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Грани образца были скошены под углом 45° , так что пучок, падающий на скошенную грань, испытывал 6 отражений от каждой из двух поверхностей образца.

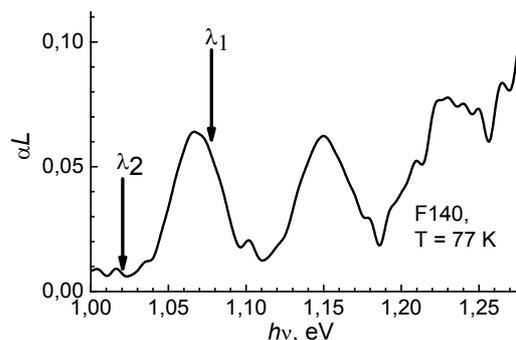


Рис. 1. Спектр межзонного поглощения образца с квантовыми точками (α - коэффициент поглощения, L - длина оптического пути). Стрелками показаны энергии кванта зондирующих лазеров.

В спектре межзонного поглощения, приведенном на рис. 1, и спектре фотолюминесценции исследуемых структур отчетливо наблюдаются пики, связанные с переходами электронов между основными ($|hh,000\rangle \rightarrow |e,000\rangle$) и возбуж-

денными состояниями в валентной зоне и зоне проводимости.

Заполнение состояний КТ в условиях межзонной оптической накачки исследовалось по изменению коэффициента межзонного поглощения света. Источниками зондирующего излучения служили полупроводниковые лазеры. Один из зондирующих полупроводниковых лазеров с длиной волны излучения $\lambda_1 = 1.15 \text{ мкм}$ был настроен на область вблизи максимума пика поглощения для переходов между основными состояниями в валентной зоне и зоне проводимости (см. рис. 1). Длина волны другого полупроводникового лазера λ_2 была равна 1.215 мкм и лежала вне пика поглощения для переходов $|hh,000\rangle \rightarrow |e,000\rangle$. Оптическая накачка структуры осуществлялась с помощью системы на базе лазера Nd:YAG с удвоением частоты, так что длина волны излучения накачки была равна 0.532 мкм. Длительность импульса накачки составляла 0.2 мкс, частота повторения — 8.1 кГц.

С ростом уровня накачки пропускание образца на длине волны $\lambda_1 = 1.15 \text{ мкм}$ для поляризованного света увеличивалось (поглощение уменьшалось) из-за заполнения основных состояний фотовозбужденными электронами и дырками (блокада Паули). При достаточно высоком уровне накачки изменение поглощения $\Delta\alpha L$ насыщалось (см. рис. 2). Вблизи области насыщения, когда основные уровни электронов и дырок существенно заполнены, коэффициент поглощения меняет знак и наблюдается усиление света. Максимальное значение коэффициента усиления равно равновесному коэффициенту поглощения для незаполненных состояний.

В КТ InAs/GaAs, выращенных на подложке GaAs, правила отбора разрешают межзонные оптические переходы только для света, поляризованного в плоскости слоев (s-поляризация). Для p-поляризованного света вектор поляризации содержит равные компоненты, лежащие в плоскости слоя и перпендикулярно ей (см. вставку к рис. 2); в связи с этим изменение коэффициента поглощения должно быть в два раза меньше по сравнению со светом s-поляризации, что и наблюдается на опыте (см.

рис. 2). В то же время межзонная оптическая накачка почти не влияла на пропускание зондирующего излучения с длиной волны λ_2 .

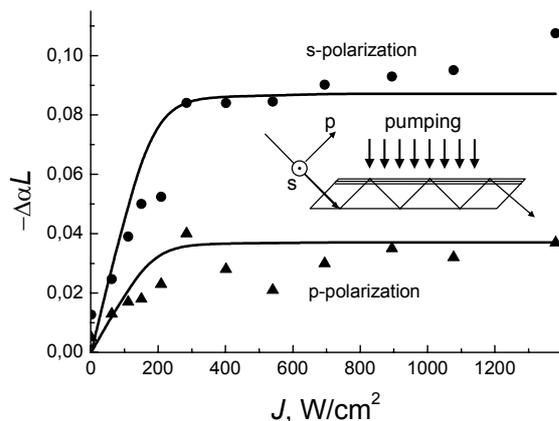


Рис. 2. Изменение коэффициента межзонного поглощения света в КТ на длине волны $\lambda_1 = 1.15$ мкм для двух поляризаций света в зависимости от интенсивности межзонной накачки. $T = 77$ К. На вставке - схема эксперимента.

Полученные результаты позволили оценить мощность возбуждающего излучения, при которой происходит заполнение уровней КТ.

2. Квантовые ямы.

Исследуемая структура 5-936 содержала 18 асимметричных пар туннельно-связанных квантовых ям GaAs/Al_{0,35}Ga_{0,65}As, помещенных в волновод для излучения БИК диапазона. Согласно расчетам, система из двух связанных КЯ содержит три уровня размерного квантования (см. рис. 3). При оптической накачке в такой системе возможно появление инверсии населенности электронов между двумя верхними уровнями и внутризонная генерация излучения СИК диапазона, аналогично ситуации, описанной в [1,2] для ступенчатых КЯ. Такая генерация возможна лишь при одновременной генерации стимулированного межзонного излучения БИК диапазона, которая стабилизирует концентрацию электронов на основном уровне. В противном случае межэлектронные столкновения могут разрушить внутризонную инверсию населенности [1].

Целью настоящей работы было обнаружение стабилизации концентрации электронов с ростом уровня оптической накачки при возникновении стимулированного излучения БИК диапазона по межподзонному поглощению излучения СИК диапазона, связанного с переходами электронов между основным и возбужденными состояниями $e1 \rightarrow e3$.

Межзонное оптическое возбуждение осуществлялось с помощью лазерной системы, описанной в разделе 1. Источником зондирующего излучения служил лазер на углекислом газе ($\lambda = 10.6$ мкм). Использовалась многопроходная геометрия опыта, как и в экспериментах с кван-

товыми точками (см. вставку к рис. 2). Схема переходов приведена на рис. 3.

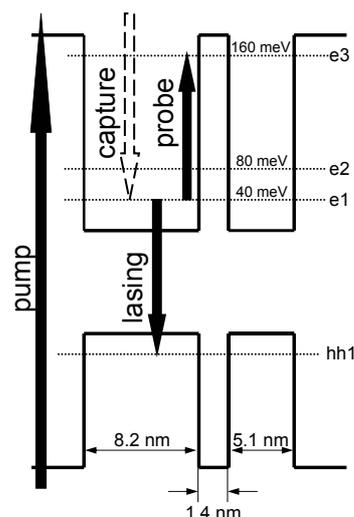


Рис. 3. Схема уровней энергии в связанных КЯ и схема переходов электронов в эксперименте по фотоиндуцированному поглощению в КЯ.

При оптической накачке наблюдалось увеличение поглощения света р-поляризации, содержащего компоненту электрического поля световой волны, направленную вдоль оси роста структуры. Заметим, что внутризонные межподзонные оптические переходы в КЯ разрешены только для сета, имеющего компоненту поляризации вдоль оси роста. В образце с резонатором, в котором наблюдалась межзонная генерация излучения БИК диапазона, поглощение насыщалось с ростом уровня накачки (рис. 4), что является свидетельством стабилизации концентрации электронов на основном уровне. Для образца, в котором резонатор отсутствовал, межзонная генерация излучения не возникала, и поглощение росло с ростом уровня накачки (рис. 5).

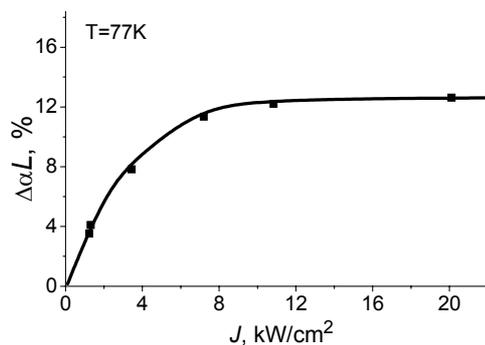


Рис. 4. Зависимость изменения коэффициента межподзонного поглощения света в КЯ от интенсивности межзонной накачки в образце с резонатором.

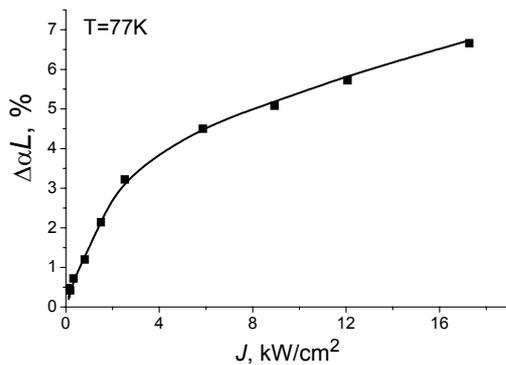


Рис. 5. То же, что на рис. 4, но в образце с КЯ без резонатора.

С ростом уровня накачки наблюдалось также возрастание поглощения света s-поляризации, однако значительно более слабое, чем для света r-поляризации. Поглощение s-поляризованного света можно связать с внутриподзонами переходами электронов. Такие оптические переходы разрешены только в s-поляризации.

По результатам исследования фотоиндуцированного межподзонаного поглощения оцениваются мощность и концентрация электронов, необходимые для возникновения генерации межзонаного излучения БИК диапазона.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ, а также фондов INTAS и РФФИ.

- [1] A.Kastalsky, L.E.Vorobjev, D.A.Firsov, V.L.Zerova, E.Towe. IEEE Journal of Quantum Electronics **37**, 1356 (2001).
- [2] Л.Е.Воробьев, Д.А.Фирсов, В.А.Шалыгин, В.Н.Тулупенко, Н.Н.Леденцов, П.С.Копьев, В.М.Устинов, Ю.М.Шерняков, Ж.И.Алферов. Успехи физических наук **169**, № 4, 459 (1999).
- [3] M.V.Maximov, A.F.Tsatsul'nikov, B.V.Volovik, D.S.Sizov, Yu.M.Shernyakov, I.N.Kaiander, A.E.Zhukov, A.R.Kovsh, S.S.Mikhrin, V.M.Ustinov and Zh.I.Alferov. Phys. Rev. B **62**, 16671 (2000).
- [4] F.Guffarth, R.Heitz, A.Schliwa, O.Stier, A.R.Kovsh, V.Ustinov, N.N.Ledentsov and D.Bimberg. phys. stat. sol. (b) **224**, 61 (2001).

Инверсия населенности состояний ионов эрбия в структурах кремниевых нанокристаллов при оптическом возбуждении

Д. М. Жигунов, О. А. Шалыгина, С. А. Тетеруков, П. К. Кашкаров,
В. Ю. Тимошенко

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова,
Физический факультет, 119992 Москва
e-mail: timoshen@phys.msu.ru

Кристаллический кремний (с-Si), являющийся базовым материалом для полупроводниковой электроники, обладает непрямой запрещенной зоной, и, вследствие этого, эффективность межзонной излучательной рекомбинации в с-Si достаточно низка. Это препятствует интеграции в одной кремниевой микросхеме электронных и светоизлучающих элементов. Поэтому актуальны исследования новых материалов, основанных на кремнии и обладающих высокой эффективностью эмиссии света при оптическом или электрическом возбуждении. В этой связи большое внимание уделяется исследованию кремниевых структур пониженной размерности, таких как ансамбли кремниевых нанокристаллов (nc-Si). Если характерные размеры nc-Si составляют порядка нескольких нанометров, то вследствие принципа неопределенности нарушается закон сохранения квазиимпульса носителей заряда, что многократно повышает вероятность межзонной излучательной рекомбинации. Изменяя размер нанокристаллов, можно управлять шириной их запрещенной зоны, а значит, и положением спектра люминесценции экситонов, локализованных в nc-Si [1,2].

Одним из важных свойств экситонов в nc-Si является их способность с высокой вероятностью передавать энергию различным акцепторам, что

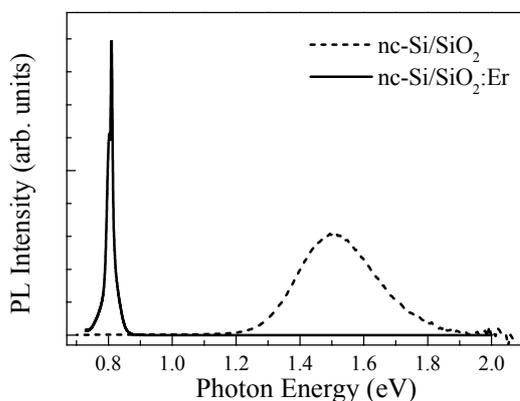


Рис. 1. Типичные спектры ФЛ образцов нелегированных и легированных эрбием слоев nc-Si (с характерными средними размерами $d=3-4$ нм) в матрице SiO₂ при возбуждении светом с энергией фотонов $E_{ex}=3.7$ эВ при $T=300$ К [3].

можно использовать для сенсibilизации фотолюминесценции (ФЛ) ионов редкоземельных элементов, прямое оптическое возбуждение которых малоэффективно. В этом случае достаточно широкий спектр собственной люминесценции nc-Si преобразуется в узкие, типичные для редкоземельного иона линии (рис.1). Среди последних наибольший интерес представляет ион эрбия Er³⁺, излучательные переходы во внутренней 4f оболочке которого дают свечение на длине волны 1.5 мкм, что соответствует минимуму потерь кварцевых волоконно-оптических линий связи [3].

Инверсия населенности состояний Er³⁺ является необходимым условием для использования легированных эрбием кремниевых структур в таких желаемых оптоэлектронных устройствах, как совместимые с планарной полупроводниковой технологией компактные лазеры и оптические усилители. Выполненные нами исследования спектров и кинетик ФЛ легированных эрбием структур кремниевых нанокристаллов в матрице диоксида кремния (nc-Si:SiO₂:Er) свидетельствуют о возможности создания инверсии населенности состояний ионов Er³⁺ вследствие исключительно эффективной передачи энергии от экситонов, локализованных в nc-Si. Эффективность передачи энергии возрастает с уменьшением размеров кремниевых нанокристаллов и с ростом энергии квантов возбуждающего света [4,5]. При высоких уровнях оптического возбуждения процесс передачи энергии может успешно конкурировать с безызлучательной оже-рекомбинацией в nc-Si, что указывает на весьма короткие (10-100 нс) времена передачи энергии [5-8]. Эффективное возбуждение эрбиевой ФЛ в исследуемых nc-Si/SiO₂-структурах объясняется кулоновским взаимодействием между экситонами в nc-Si и ионами Er³⁺, расположенными в окружающем SiO₂. При малых (1-2 нм) расстояниях между ионами и нанокристаллами процесс возбуждения первых может быть рассмотрен как трехчастичный оже-процесс [9]. При больших расстояниях взаимодействие экситонов и ионов соответствует хорошо известному диполь-дипольному механизму Фёрстера [10].

Кинетические уравнения, описывающие процессы возбуждения и девозбуждения ионов Er^{3+} в $\text{nc-Si/SiO}_2:\text{Er}$ структуре, записанные в пренебрежении обратной передачей энергии в матрицу, ион-ионными и экситон-экситонными взаимодействиями, а также вынужденными оптическими переходами, имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} &= \sigma \cdot I \cdot n_0 - \frac{n_1}{\tau} - c \cdot N_0 \cdot n_1, \\ \frac{dN_1}{dt} &= c \cdot n_1 \cdot N_0 - \frac{N_1}{\tau_0}, \end{aligned} \quad (1)$$

где σ – сечение поглощения света в nc-Si ; I – плотность потока фотонов в единицу времени; n_0 и n_1 – концентрации нанокристаллов без экситонов и с одним экситоном, соответственно; N_0 и N_1 – концентрации ионов Er^{3+} в невозбужденном и 1-м возбужденном состояниях, соответственно; c – коэффициент эффективности переноса энергии; τ и τ_0 – времена жизни экситона в nc-Si и иона Er^{3+} в 1-ом возбужденном состоянии, соответственно. Будем полагать, что полные концентрации нанокристаллов и ионов постоянны и могут быть записаны в виде:

$$\begin{aligned} N_{\text{nc-Si}} &= n_0 + n_1, \\ N_{\text{Er}} &= N_0 + N_1. \end{aligned} \quad (2)$$

Обозначив $g \equiv c \cdot n_1$, с учетом соотношений (2) можно записать уравнение (1) следующим образом:

$$\frac{dN_1}{dt} = g(N_{\text{Er}} - N_1) - \frac{N_1}{\tau_0}. \quad (3)$$

Вероятность возбуждения g в уравнении (3), вообще говоря, является функцией размеров нанокристаллов, температуры и энергии возбуждающих фотонов [7]. При фиксированных условиях и непрерывной накачке на временах $t \gg \tau$ можно полагать, что $g = \text{const}$, а значит, время нарастания эрбиевой ФЛ подчиняется условию

$$\tau_1^{-1} = g + \tau_0^{-1}. \quad (4)$$

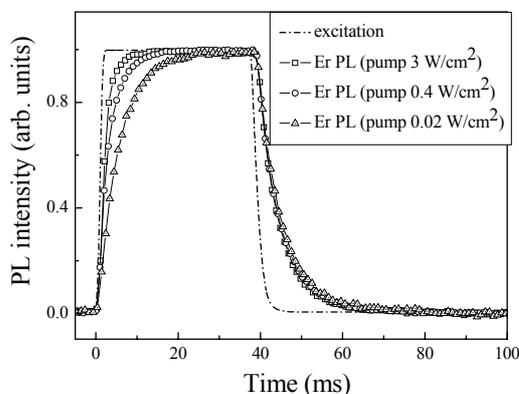


Рис. 2. Типичные кинетики эрбиевой ФЛ (0.8 эВ) образца $\text{nc-Si/SiO}_2:\text{Er}$ при возбуждении прямоугольным световым импульсом. $T=300$ К.

Тогда в стационарных условиях ($d/dt = 0$) относительная концентрация ионов в 1-м возбужденном состоянии дается выражением:

$$\frac{N_1}{N_{\text{Er}}} = 1 - \frac{\tau_1}{\tau_0}. \quad (5)$$

Следовательно, измеряя кинетики ФЛ Er^{3+} при возбуждении образца прямоугольным световым импульсом достаточной длительности и интенсивности, можно судить о доле ионов, находящихся в 1-м возбужденном состоянии (рис.2).

Реальные кинетики нарастания и спада ФЛ исследуемых образцов, однако, не являются моноэкспоненциальными вследствие различных дополнительных факторов, не рассмотренных в нашей модели (1), а именно, обратной передачи энергии в матрицу, ион-ионных и экситон-экситонных взаимодействий, а также вынужденных оптических переходов. Вклад последнего процесса будет возрастать при накачках, превышающих порог достижения инверсной населенности. В слоях плотноупакованных кремниевых нанокристаллов неоднородность диэлектрического окружения ионов эрбия может дополнительно усиливать неэкспоненциальность кинетики ФЛ [8]. В этом случае времена τ_0 и τ_1 в формуле (5) следует заменить средними временами, даваемыми интегралами по кривым спада и нарастания ФЛ, соответственно (см. рис. 3).

Проведенные эксперименты и их анализ с использованием формулы (5) показали, что инверсная населенность ($N_1/N_{\text{Er}} > 0.5$) в образцах $\text{nc-Si/SiO}_2:\text{Er}$ ($N_{\text{Er}} \leq 10^{19} \text{ см}^{-3}$) достигается при интенсивностях возбуждения видимым светом с $I_{\text{ex}} > 0.1 \text{ Вт/см}^2$ (рис.4). Для образцов с большими N_{Er} для достижения инверсной населенности требуется более мощная накачка. Необходимая для инверсной населенности накачка снижалась с ростом энергии фотонов возбуждающего света и понижением температуры образцов. Как видно из рис. 4, инверсная населенность достигалась раньше в образцах с меньшими

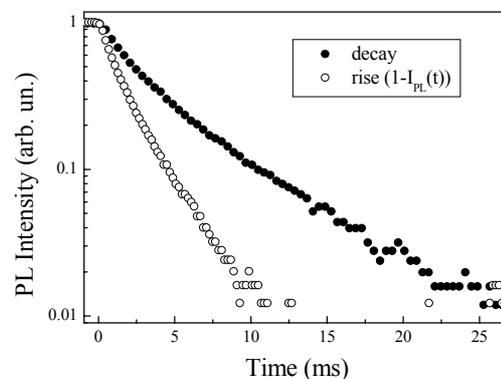


Рис. 3. Кинетики спада и нарастания эрбиевой ФЛ (0.8 эВ) образца $\text{nc-Si/SiO}_2:\text{Er}$ при интенсивности возбуждения, большей порога достижения инверсной населенности.

размерами нанокристаллов, что объясняется большей эффективностью возбуждения ионов Er^{3+} (большие значения g в уравнении (3)).

Было установлено, что одновременно с появлением инверсной населенности происходит укорочение времени жизни эрбиевой ФЛ (рис.5). Это укорочение максимально для образцов с меньшими размерами нанокристаллов, для которых передача энергии ионам Er^{3+} наиболее эффективна. Причиной сокращения τ_0 может быть рост влияния вынужденных оптических переходов, а также обратный перенос энергии от Er^{3+} к nc-Si. Вероятность последнего процесса увеличивается при переходе ионов во 2-е и более высокие возбужденные состояния. Увеличение вклада вынужденных переходов в Er^{3+} , очевидно, может быть достигнуто оптимизацией параметров образцов, а также формированием волноводных структур.

Таким образом, проведенные в работе исследования показывают, что эрбиевая ФЛ в структурах nc-Si/SiO₂:Er наблюдается при комнатных температурах и отличается исключительной стабильностью при высоких уровнях оптического возбуждения. Анализ кинетик нарастания и релаксации эрбиевой ФЛ, возбуждаемой прямоугольными световыми импульсами, позволяет количественно судить о степени населенности различных состояний ионов. Развитая методика анализа применима к случаям неэкспоненциальных кинетик ФЛ, которые, как правило, наблюдаются в nc-Si-структурах с высокими концентрациями нанокристаллов и ионов. Полученные результаты демонстрируют перспективность легированных эрбием nc-Si/SiO₂ структур как активных сред для светоизлучающих устройств нового поколения.

Работа была поддержана проектами ИНТАС, РФФИ и Министерства образования и науки РФ и выполнена на оборудовании ЦКП физического факультета МГУ.

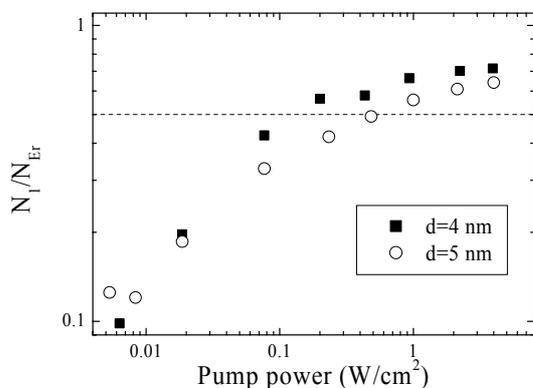


Рис. 4. Относительная концентрация возбужденных ионов эрбия в образцах nc-Si/SiO₂:Er с размерами нанокристаллов 4 и 5 нм при различных интенсивностях накачки. $E_{ex}=2.13 - 2.41$ эВ, $T=300$ К.

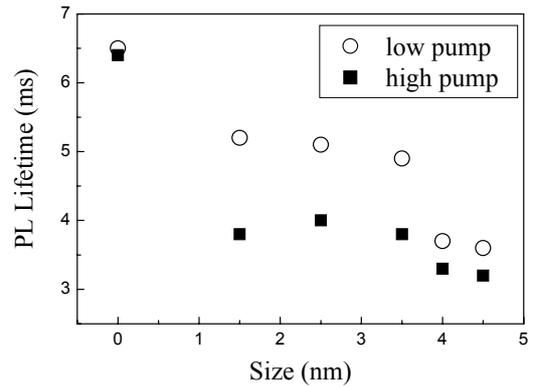


Рис. 5. Времена жизни возбужденного состояния ионов эрбия в зависимости от размера нанокристаллов в многослойных структурах nc-Si/SiO₂:Er при интенсивностях накачки до (low pump) и после (high pump) достижения инверсной населенности. Точка $d=0$ соответствует временам жизни ионов Er^{3+} в однородной матрице SiO₂. $T=300$ К.

- [1] K. D. Kovalev, H. Heckler, G. Polisski, and F. Koch, Phys. stat. sol. (b), **215**, 871 (1999).
- [2] M. Fujii, Sh. Takeoka, Sh. Hayashi, Phys. Rev. B, **62**, 16820 (2000).
- [3] A. Polman, J. Appl. Phys. **82**, 1 (1997).
- [4] П.К. Кашкаров, М.Г. Лисаченко, О.А. Шалыгина, В.Ю. Тимошенко, Б.В. Каменев, M. Schmidt, J. Heitmann, M. Zacharias, ЖЭТФ, **124**, 1255 (2003).
- [5] Timoshenko V.Yu., Lisachenko M.G., Shalygina O.A., Kashkarov P.K., Heitmann J., Schmidt M., Zacharias M., Appl. Phys. Lett., **84**, 2512-2514 (2004).
- [6] V. Yu. Timoshenko, M. G. Lisachenko, O. A. Shalygina, B. V. Kamenev, D. M. Zhigunov, S. A. Teterukov and P. K. Kashkarov, J. Heitmann, and M. Zacharias, J. Appl. Phys., **96**, 2254-2260 (2004).
- [7] В. Ю. Тимошенко, О. А. Шалыгина, М. Г. Лисаченко, Д. М. Жигунов, С. А. Тетеруков, П. К. Кашкаров, D. Kovalev, M. Zacharias, K. Imakita, M. Fujii, ФТТ, **47**, 116-119 (2005).
- [8] С. А. Тетеруков, М. Г. Лисаченко, О.А. Шалыгина, Д.М. Жигунов, В. Ю. Тимошенко, П. К. Кашкаров, ФТТ, **47**, 102-104 (2005).
- [9] W. Fuhs, I. Ulber, G. Weiser, M. S. Bresler, O. B. Gusev, A. N. Kuznetsov, V. Kh. Kudoyarova, E. I. Terukov, I. N. Yassievich, Phys. Rev. B **56**, 9545 (1997).
- [10] В.М. Агранович, М.Д. Галанин, "Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах", М., "Наука", 1978.

Сканирующая туннельная микроскопия гетероэпитаксиального роста пленок полупроводников III-нитридов

Р.З. Бахтизин^{1,2}, Ч.-Ж. Шюе²), Ч.-К. Шюе³), К.-Х. Ву²), Т. Сакурай²)

¹Физический факультет Башгосуниверситета, ул. Фрунзе, 32, г. Уфа, Россия

²Институт проблем материаловедения университета Тохоку, г. Сендай, 980-7785, Япония

³Институт физики АН КНР, г. Пекин, 100080, Китай

e-mail: raouf@bsu.bashedu.ru

Нитриды элементов группы III - наиболее перспективные материалы для разработки новых типов оптоэлектронных устройств, работающих в сине-зеленой области спектра, мощных ВЧ приборов, способных функционировать в агрессивных средах при высоких температурах, и приборов спинтроники, однако прогресс в этой области сдерживается, в частности, отсутствием подходящих подложек, на которых можно вырастить материал нужного качества. При этом важной задачей является исследование структуры растущей поверхности, что позволяет оптимизировать условия получения высококачественных плёнок.

Методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО) в условиях сверхвысокого вакуума *in situ* исследованы серии упорядоченных структур на базисных плоскостях поверхности GaN. Гексагональные пленки обеих полярностей выращивались методами молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) в присутствии азотной плазмы на подложках 6H-SiC(0001) и 6H-SiC(000 $\bar{1}$), а пленки с кубической симметрией - на подложках GaAs(001)-2×4. Для очистки поверхности SiC разработан *двухступенчатый метод*, включающий высокотемпературную обработку в атмосфере водорода и травление в потоке Si в условиях сверхвысокого вакуума. На рис. 1а приведено изображение поверхности исходной пластины 6H-SiC(0001), полученное с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ). Благодаря присутствию естественного окисла на поверхности не проявляется ступенчатая структура. Механические царапины, образовавшиеся в результате полировки образца, отображаются в виде темных прожилок, беспорядочно распределенных по поверхности. Травление в потоке Si приводило к десорбции оксида кремния благодаря образованию летучей монооксида и позволяло избежать графитизации вследствие обеднения приповерхностной области кремнием при более высоких температурах отжига. На СТМ изображении заполненных состояний поверхности, подвергнутой такой обработке (рис. 1б), можно наблюдать двумерные островки SiC (обозначены стрелками D), ямки (стрелка E), а также канавки в виде извилистых темных линий (стрелка F), образовавшиеся благодаря полировке. СТМ изображение высокого разрешения (рис. 1в) показывает, что несмотря на образование локально упорядоченных областей со структурой 3×3, поверхность, обработан-

ная в потоке Si, состоит из террас нерегулярной формы, разделенных беспорядочно ориентированными ступеньками различной высоты. После

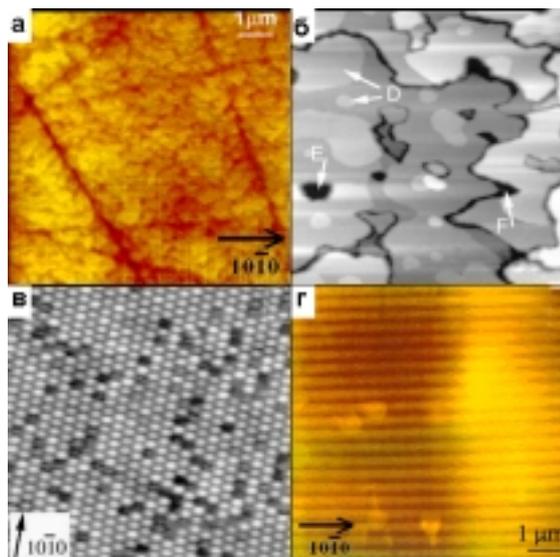


Рис. 1.

высокотемпературного травления в водороде ситуация кардинально меняется. На АСМ изображении поверхности (рис. 1г) видны равномерно распределенные террасы (светлые полосы), разделенные прямыми ступеньками, которые простираются на ~10 мкм в направлении [10 $\bar{1}$ 0]. Ширина террас в вертикальном направлении ~0.4 мкм, а среднеквадратичное значение разницы в высотах неоднородностей ≤ 15 Å, что свидетельствует об улучшении морфологии. После небольшой модификации этот метод был использован и для очистки С-полярной поверхности 6H-SiC.

Эксперименты проводили в комбинированной установке, включающей сверхвысоковакуумный (3×10^{-11} Тор) СТМ на линии с камерой МЛЭ, что позволило *in situ* изучать морфологию и поверхностную структуру эпитаксиальных пленок. Поток атомов Ga из ячейки Кнудсена с отношением концентраций [N]/[Ga] обеспечивал режим двумерного роста пленок. Для диссоциации молекул N₂ использовали RF источник плазмы.

Пленки GaN со структурой вюрцита. Рост GaN начинали с нитридизации атомарно чистой поверхности 6H-SiC(0001)-3×3 и нанесения буферного слоя AlN. В результате двухчасового роста поверхность приобретала характерную интерфе-

рентгеновскую окраску и наблюдалась картина 1×1 ДБЭО. Если на такую поверхность наносили монослой Ga при комнатной температуре и отжигали при 200°C в течение 10 мин, то появлялась фаза 2×2 , которая соответствует стабильному фронту роста и является базисом поверхности (0001). Варьируя количество нанесенного Ga и температуру отжига, на поверхности GaN можно было наблюдать серию упорядоченных структур 2×2 , 4×4 , 5×5 , $5\sqrt{3} \times 2\sqrt{13}$, $\sqrt{7} \times \sqrt{7}$, 10×10 и жидкую фазу псевдо ' 1×1 -Ga', которые приведены на рис. 2.

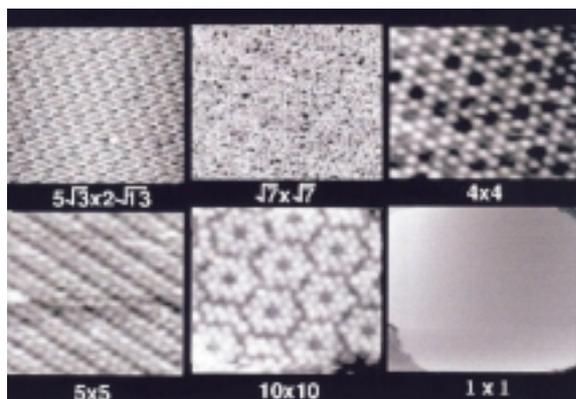


Рис. 2.

Из сопоставления изображений с атомным разрешением с результатами первопринципных расчетов полной энергии разработана структурная модель Ga-адатома, описывающая образование фаз, относящихся к семейству " $N \times N$ ". Другая группа поверхностных реконструкций, к которым относятся фазы 5×2.5 и $5\sqrt{3} \times 2\sqrt{13}$, характеризуется квазиодномерной структурой, объясняемой пайерлсовскими искажениями решетки адатомов, расположенных на участках T_4 . Важная в этой серии жидкая фаза псевдо ' 1×1 -Ga' в наибольшей степени обогащена Ga и всегда сосуществует с другими поверхностными структурами, за исключением поверхности 1×1 свежеработанной пленки GaN. Согласно модели Northrup [1], данная поверхность представляет собой несоразмерную двухслойную структуру, сжатую в поперечном направлении. Волнистый потенциальный рельеф, наблюдавшийся в СТМ, является результатом усреднения во времени, которое входит в процедуру измерений.

Для N-полярной поверхности GaN(000 $\bar{1}$) характерно другое семейство структур, включающее фазы 2×3 , 2×4 , $\sqrt{7} \times \sqrt{7}$, $2\sqrt{7} \times 2\sqrt{7}$, 6×6 и 6×8 (рис. 3), которые также интерпретируются на основе модели Ga-адатома. Хотя поверхность подложки была атомно-гладкой, а картины ДБЭО полосчатыми, АСМ изображения показали, что морфология поверхности N-полярной пленки GaN не является такой же плоской и однородной, как у Ga-полярной, и на ней наблюдается мезоструктура в виде изолированных выступов нерегулярной формы с плоскими вершинами, что подразумевает более низкую латеральную скорость роста. На рис. 3б показано СТМ изображение неза-

полненных состояний реконструкции $2\sqrt{7} \times 2\sqrt{7}$, которое при напряжении смещения $V_s = +2.8$ В выглядит как гексагональный массив округлых максимумов, а при $V_s = +1.5$ В - как гексагональная кольцевая структура. В режиме заполненных состояний фаза $2\sqrt{7} \times 2\sqrt{7}$ выглядит в виде гексагональных колец, в центре каждого из которых располагается треугольная структура, пересекающая ее края под углом 120° (рис. 3 в), симметрия которой идентифицирована путем сравнения с реконструкцией 2×4 (рис. 3г), и для нее также наблюдалась зависимость от напряжения смещения.

Показано, что пленки GaN, выращенные на подложке 6H-SiC(0001), являются Ga-полярными, а выращенные на подложке 6H-SiC(000 $\bar{1}$) - N-полярными. Результирующая полярность определялась образованием связей N-Si и Ga-C/Al-C на межфазных границах GaN/AlN/SiC. Две возможные полярности гексагонального GaN оказывают существенное влияние на кинетику роста, причем решающую роль в получении высококачественных пленок III-нитридов играет структура фронта растущей поверхности. На обеих полярных базовых гранях не наблюдалось стабильных фаз, индуцированных N.

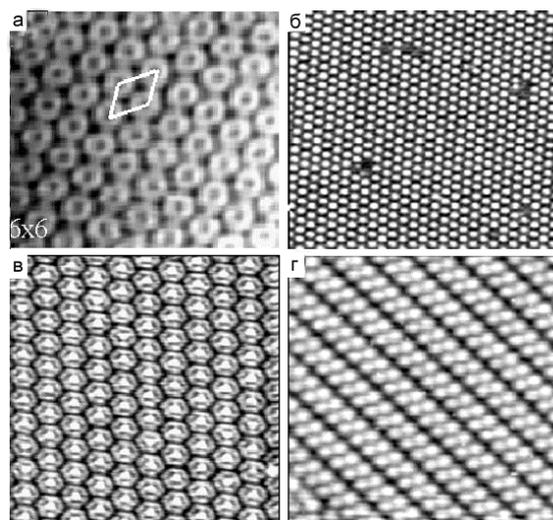


Рис. 3.

Независимо от полярности и условий приготовления, все рассмотренные выше упорядоченные фазы являются обогащенными Ga, причем как димеризация, так и отсутствие атомов в их регулярных положениях в решетке, не являются основным механизмом минимизации энергии в GaN, что заметно отличает их от атомных структур, наблюдавшихся на поверхности традиционных соединений III-V. Кроме этого, за исключением фазы 2×2 , все остальные не удовлетворяют правилу счета электронов, причем, несмотря на сильную связь в соединении Ga-N, включающую ковалентную и ионную составляющие, важную роль в стабилизации наблюдаемых структур играет электростатическое отталкивание между заряженными адатомами. При этом ни в одной из исследованных фаз не было обнаружено даже

следов образования димеров/тримеров N или Ga (и их вакансий). Образование GaN вводит слишком большое упругое напряжение в пленку из-за заметной разнице в длинах связей N–N и Ga–N. В последнем случае энергетический выигрыш оказывается слишком малым, чтобы объяснить низкое значение поверхностной энергии.

Дальнейшая экспозиция поверхности Ga-полярных пленок в азотной плазме не приводила к появлению N-индуцированных упорядоченных структур. Результирующая поверхность всегда оказывалась грубой и неупорядоченной, а на СТМ изображениях не удавалось обнаружить террасы, что связано с более низкой подвижностью атомов N на Ga-полярной поверхности, затрудняющей поиск равновесных положений. Кроме того, из-за очень короткой длины связи N–N (1.8 Å) в молекуле N₂ по сравнению с поверхностной постоянной решетки GaN (3.2 Å) процесс образования димеров азота связан со значительными искажениями связи, образованием упругих напряжений в пленке и, таким образом, с большими затратами энергии, что может быть одной из причин, объясняющих трудности получения пленок GaN.

С другой стороны, в условиях обогащения Ga и с учетом гораздо большего коэффициента диффузии атомов Ga естественно ожидать появления гладкой морфологии поверхности GaN, что согласуется с образованием подвижной атомно-плоской жидкой фазы псевдо '1×1-Ga', сглаживающей возникающие на поверхности неоднородности, но кардинально отличается от поведения традиционных полупроводниковых соединений III-V. Например, в случае эпитаксиального роста GaAs для получения высококачественной пленки с гладкой морфологией поверхности необходим избыток As [2], а рост в условиях обогащения Ga приводит к возникновению кластеров и даже капелек Ga [3], вызывающих появление нестехиометрических покрытий и огрубление поверхности.

Эпитаксиальный рост пленок GaN на GaAs(001).

Кубический GaN (β-фаза) обладает рядом преимуществ для изготовления электронных приборов: более высокой кристаллографической симметрией, меньшей эффективной массой электронов, высокими баллистическими скоростями, обусловленными меньшим фоновым рассеянием электронов. Гетероэпитаксиальный рост системы GaN/GaAs(001) должен учитывать как рассогласование решеток (20%), так и значительную разницу в коэффициентах теплового расширения.

После завершения роста буферного слоя GaAs и наблюдения картины 2×4 ДБЭО образец отжигался в потоке As, а затем подвергался воздействию азотной плазмы при температуре 500°C. При этом процесс образования димеров азота на поверхности GaAs не был стабильным из-за очень малого (по сравнению с Ga) ковалентного радиуса N, приводящего к искажениям связи и к большим напряжениям в слое. После проведения нитридации на СТМ изображениях по-прежнему наблюдалась структура терраса–ступень, указы-

вающая на незначительное изменение морфологии поверхностного слоя по сравнению с подложкой, и образование гладкой нитридизированной поверхности, однако на самих террасах было видно появление анизотропных островков вакансий, удлиненных в направлении $[\bar{1}10]$; в этом же направлении структура 2×4 рядов димеров оказалась замещенной слоем ярких точек, расположенных с периодичностью 3×. На рис. 4 приведены СТМ изображения обогащенной As поверхности со структурой 2×6 после нитридации при 550 °C при различных временах экспозиции (а- 5с, б- 10с, в- 17с). Как и в предыдущем случае, поверхность оказалась атомно-плоской и на ней наблюдалась структура терраса-ступень, указывающая на образование однородно нитридизированного слоя. Вместе с тем анализ ее структуры позволил обнаружить две характерные особенности: домены со структурой 3×3 хорошо упорядочены и показывают трансляционную симметрию 3× вдоль главных кристаллографических направлений; появление ярких линий, разделяющих эти домены.

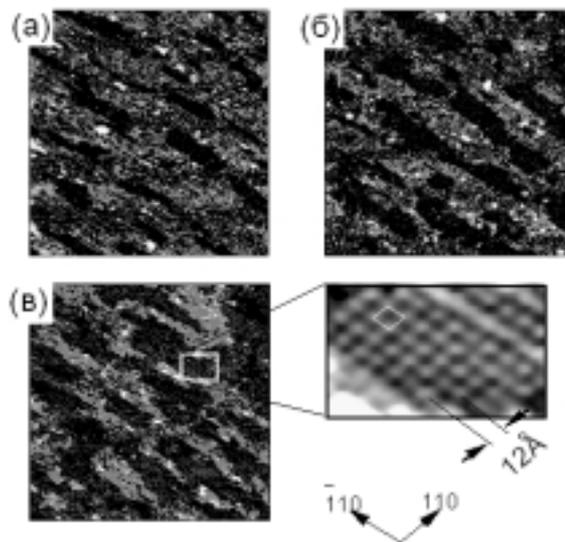


Рис. 4.

С увеличением продолжительности отжига началась десорбция структуры 3×3, преобладающими становились ряды димеров As и поверхность 2×6 восстанавливалась.

Упорядочение 3× в направлении димеризации подложки и образование завершеного нитридного слоя предполагает, что структура когерентно напряжена с подложкой, но независимо от того, каким путем атомы N связываются с нижележащим слоем Ga, наблюдавшаяся соразмерность в основном и вводит напряжение в поверхностном слое. Снятие упругого напряжения может проявляться даже в однослойном GaN за счет образования дефектов на межфазной границе, образования трехмерных островков и огрубления поверхности. Полагая, что нитридизация осуществляется за счет механизма обмена N↔As и учитывая корреляцию между упорядочением подложки и искажением структуры 3×3, нерегу-

лярное распределение пятен будет служить индикатором снятия напряжения путем деформации локальных связей.

Если продолжительность нитридации превышала 60 с, морфология поверхности резко огрублялась. Изображения, полученные после 60 с экспозиции в азотной плазме, показали, что около краев ступенек образуются трехмерные кристаллиты GaN высотой 40-50 Å и поперечными размерами $\sim 200 \times 300$ Å², а на части поверхности, не покрытой островками, наблюдаются неупорядоченные домены со структурой 3×3. Значит, благодаря нитридации второго слоя As, подвергнутого воздействию галлия, атомы Ga мигрируют к краям ступенек для образования GaN.

Рост с кратковременной нитридацией начинали в момент завершения развития резкой картины 3×3 ДБЭО; последующая оптимизация условий роста приводила к формированию монокристаллического кубического GaN. Во время роста буферного слоя картина ДБЭО медленно переходила от резкой 3×3 к пятнистой 1×1, означая образование 3D островков GaN. На этой стадии рост происходит в условиях сильного обогащения N. После выращивания низкотемпературного буферного слоя температуру подложки увеличивали до 670°C, а отношение концентраций [N]/[Ga] уменьшали почти до единицы, чтобы начать выращивать основную пленку. По мере продолжения роста пленки картины ДБЭО сохраняли кубическую симметрию, а после ~ 1 ч (≥ 1000 Å) рефлексы делались вытянутыми и тонкими, и становились видимыми слабые полосы 2×2.

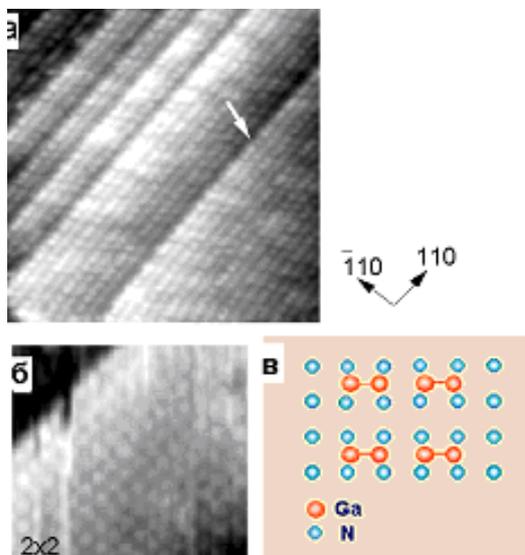


Рис. 5.

На СТМ изображении такой пленки (рис. 5а) хорошо видна структура терраса–ступень, причем высота ступеньки равна 2.26 Å (указано стрелкой), что соответствует двухслойной ступеньке кубического GaN. Изображение высокого разрешения (рис. 5б) свидетельствует о реконструкции поверхности 2×2 (элементарная ячейка размером 6.4×6.4 Å выделена), а выступы на изображении

заполненных состояний образуются благодаря туннелированию из атомов Ga. Каждый атом верхнего слоя среза GaN с объемной структурой имеет две оборванные связи, поэтому димеризация атомов на поверхности должна быть энергетически выгодной. Разработанная нами модель реконструкции 2×2, которая основана на Ga–Ga димерной структуре, показана на рис. 5в. Два соседних атома Ga верхнего слоя образуют димер вдоль направления $[\bar{1}10]$ и они связаны с четырьмя атомами N второго слоя.

Рост с долговременной нитридацией, которая ведет к образованию островков GaN, происходил иначе. ДБЭО показывала пятнистую картину на протяжении всего процесса роста, а изменение отношения [N]/[Ga] не меняло морфологию поверхности, что является признаком трехмерного режима роста. Кроме того, на картине ДБЭО появлялись дополнительные дифракционные пятна, связанные с кубической фазой, и они происходят из гексагональных зерен в пленке, подразумевая сосуществование кубической и гексагональной фаз в данной пленке. СТМ изображения большой площади показывали грубую морфологию поверхности, а в ряде случаев демонстрировали плоские террасы с реконструкцией $2\sqrt{7} \times 2\sqrt{7}$, для которой характерна сильная зависимость от напряжения смещения.

Таким образом, экспозиция поверхности GaAs в потоке азотной плазмы на начальной стадии роста пленок GaN сразу же приводила к образованию нитридного слоя со структурой 3×3, отличавшегося плоской морфологией и содержащего анизотропные островки вакансий. Увеличение времени экспозиции или повышение температуры подложки приводило к ее огрублению и образованию трехмерных островков. Ход процесса нитридации определялся вкладом двух конкурирующих механизмов: упорядочения 3×3 и непрерывного травления.

Образование атомно-плоского нитридного слоя со структурой 3×3 играет принципиально важную роль в формировании пленки GaN с кубической симметрией, на которой наблюдалась реконструкция 2×2. Если же рост происходил на грубой нитридной поверхности, то наблюдался рост трехмерных островков и пленка содержала смешанные кубическую и гексагональную фазы, а на поверхности наблюдалась реконструкция $2\sqrt{7} \times 2\sqrt{7}$. В этом случае для выращивания высококачественных пленок GaN с кубической симметрией целесообразно использовать поверхность-активные добавки (As) или подложки с малым рассогласованием решеток (3C-SiC).

Работа выполнялась при поддержке Федеральной Программы "Университеты России", Грант № УР 01.01.007.

- [1] J.E. Northrup et al. *PRB* **61** (2000) 9932.
- [2]. Р. З. Бахтизин и др. *УФН* **167** (1997) 1227.
- [3]. Р. З. Бахтизин и др. *ЖЭТФ* **111** (1997) 1858.

Упорядоченные наноструктуры на поверхности кремния и германия

А.В. Зотов,^{1,2} А.А. Саранин,¹ В.Г. Котляр,¹ Т.В. Касьянова,¹
О.А. Утас,¹ В.Г. Лифшиц^{1,2}

¹Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, ул. Радио 5, Владивосток

²Владивостокский государственный университет экономики и сервиса, ул. Гоголя 41, Владивосток
e-mail: zotov@iacp.dvo.ru

Среди прочих подходов к формированию наноструктур особое место занимает использование процессов самоорганизации, т.е. создание таких условий, при которых система сама стремится к образованию требуемых наноструктур. Следует отметить, что это становится возможным только в тех благоприятных случаях, когда присущие системе свойства сочетаются с тщательно настроенными внешними условиями. Поэтому поиск подходящих систем и определение необходимых для самоорганизации условий являются ключевой задачей для успешной реализации этого подхода.

В настоящей работе для формирования разнообразных упорядоченных наноструктур использовались процессы самоорганизации, которые имеют место при осаждении субмонослойных пленок металлов на монокристаллические поверхности кремния и германия в условиях сверхвысокого вакуума.

Для формирования упорядоченных массивов нанокластеров наиболее перспективным оказалось использование осаждения металлов III группы на реконструированную поверхность Si(111)7×7. В этом случае удачно сочетаются способность металлов III группы образовывать магические нанокластеры (т.е. нанокластеры идентичных размера и формы) и ориентирующее влияние на процесс зарождения кластеров периодического атомного рельефа подложки. В результате, на поверхности формируется массив магических нанокластеров, образующих решетку с периодом 7×7 [1–3]. В качестве примера на рис. 1 показано изображение в сканирующем туннельном микроскопе (СТМ) упорядоченного массива магических нанокластеров Al [3].

Кластеры имеют треугольную форму, и каждый из них состоит из шести атомов Al, соединенных друг с другом посредством трех атомов Si. Исследования показали, что аналогичную структуру имеют нанокластеры In и Ga, которые также могут образовывать упорядоченные массивы. В качестве примера на рис. 2 представлено СТМ изображение массива магических нанокластеров In. Можно заметить отличие в структуре двух массивов: в то время как нанокластеры Al занимают обе треугольные подъячейки элементарной ячейки 7×7, нанокластеры In располагаются только в подъячейках одного типа (эти подъячейки содержат дефект

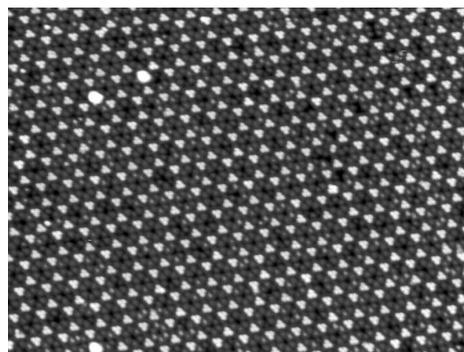


Рис. 1: СТМ изображение ($470 \times 320 \text{ \AA}^2$) упорядоченного массива магических нанокластеров Al на поверхности Si(111)7×7.

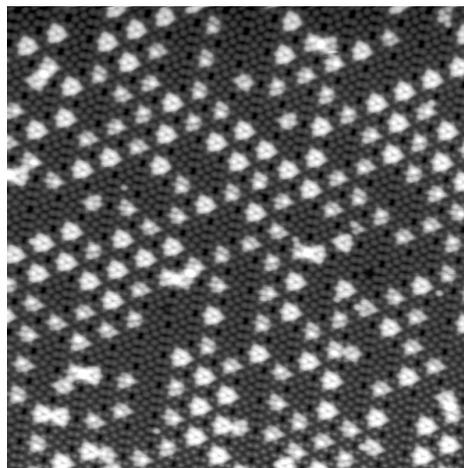


Рис. 2: СТМ изображение ($410 \times 410 \text{ \AA}^2$) упорядоченного массива нанокластеров In на поверхности Si(111)7×7.

упаковки).

Интересной с точки зрения кластерообразования представляется система Tl/Si(111)7×7. Благодаря тому, что таллий при адсорбции на поверхности кремния может проявлять переменную валентность (один либо три) [4], в этой системе в зависимости от условий роста могут формироваться магические нанокластеры с различной структурой. СТМ изображения некоторых из них показаны на рис. 3 и 4.

Формирование упорядоченных массивов магических нанокластеров было зарегистрировано и при осаждении In и Al на поверхность

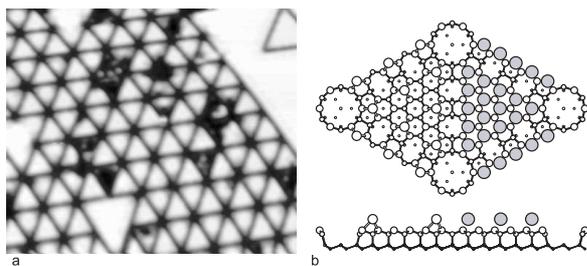


Рис. 3: (а) СТМ изображение упорядоченного массива нанокластеров Тl, структура которых представляет собой (b) 15 атомов Тl, образующих треугольный домен фазы 1×1-Тl.

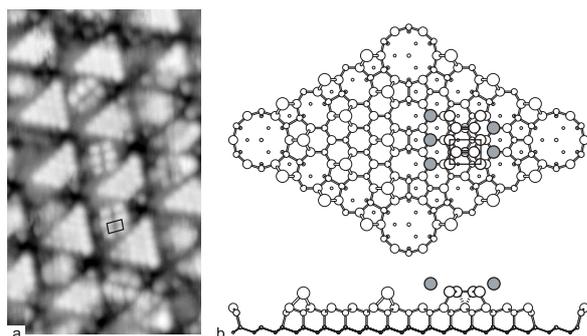


Рис. 4: (а) СТМ изображение массива кластеров, в котором одну подъячейку элементарной ячейки 7×7 занимают кластеры со структурой 1×1-Тl, а другую кластеры со структурой 3×1-Тl. (b) Атомное строение кластера со структурой 3×1-Тl.

Si(100)2×1. При этом формируются сверхрешетки с периодом 4×3-In и 4×5-Al [5]. На примере системы In/Si(100)4×3 была продемонстрирована возможность легирования магических нанокластеров, т.е. изменения их состава, приводящее к возникновению электронных состояний внутри запрещенной зоны [6].

При осаждении Ве на поверхность Si(111)7×7 было обнаружено формирование упорядоченных массивов наноструктур, образующих сетку из шестиугольников различного размера (рис. 5). Анализ наноструктуры с помощью СТМ высокого разрешения [7,8] показал, что составные элементы наноструктуры (рис. 6) имеют состав, размер и свойства, аналогичные предсказанным теоретически [9] для коротких нанотрубок Si, интерколированных атомами Ве (рис. 7).

Сформированные наноструктуры представляют собой интересный объект для исследования поведения систем с пониженной размерностью, например, для изучения протекания в них фазовых переходов. Ряд необычных фазовых переходов был обнаружен нами в системах Tl/Si(100) и Tl/Ge(100). В этих системах при покрытиях в районе одного монослоя атомы Тl образуют линейные атомные цепочки [10,11], которые при охлаждении образца претерпевают обратимые структурные превращения. В

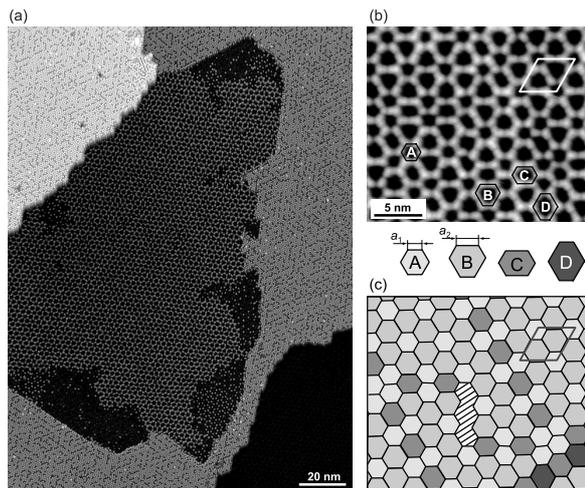


Рис. 5: Упорядоченный массив наноструктур, полученный осаждением Ве на поверхность Si(111). (а) Крупномасштабное СТМ изображение массива. (b) СТМ изображение высокого разрешения. Массив образован шестиугольниками четырех типов (А, В, С и D). (с) Схематическое изображение массива, показанного на (b). Заштрихована дефектная область.

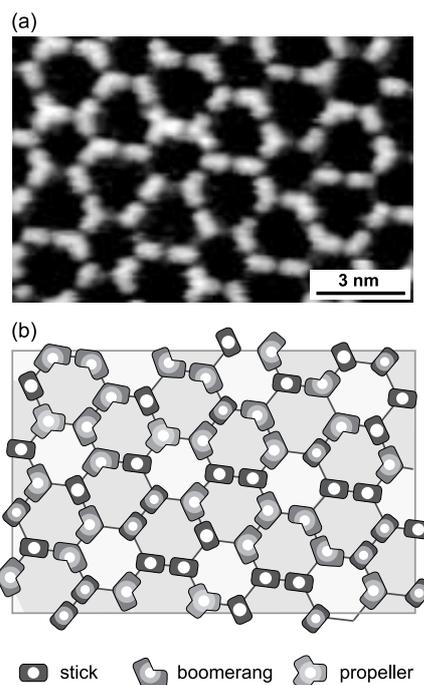


Рис. 6: Составные элементы массива. (а) СТМ изображение (13.5×9.0 нм²) и (b) схема массива. Как видно массив построен из элементов трех типов: “палочка” (stick), “бумеранг” (boomerang) и “пропеллер” (propeller).

частности, поверхность Tl/Si(100)2×1 трансформируется в структуру (6,1)×(0,6) через образование промежуточной структуры “с(4×7)” (рис. 8). Как было определено, переход связан с образованием длиннопериодических поперечных волн в цепочках атомов Тl [12].

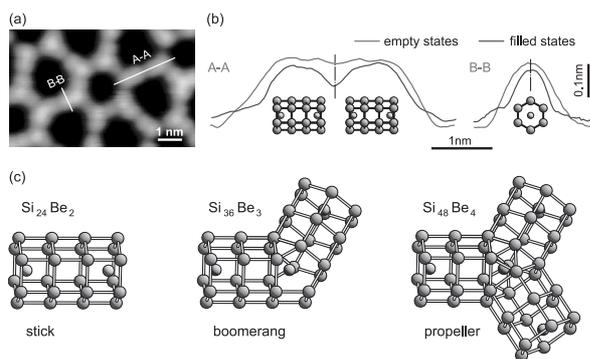


Рис. 7: Атомное строение элементов наноструктуры. (а) Фрагмент массива наноструктур. (б) Профиль вдоль линий (А-А) и (В-В), проходящих вдоль и поперек “палочки”, как показано на (а). (с) Схематическое изображение возможной структуры элементов массива: $\text{Si}_{24}\text{Be}_2$ – “палочка”, $\text{Si}_{36}\text{Be}_3$ – “бумеранг” и $\text{Si}_{48}\text{Be}_4$ – “пропеллер”.

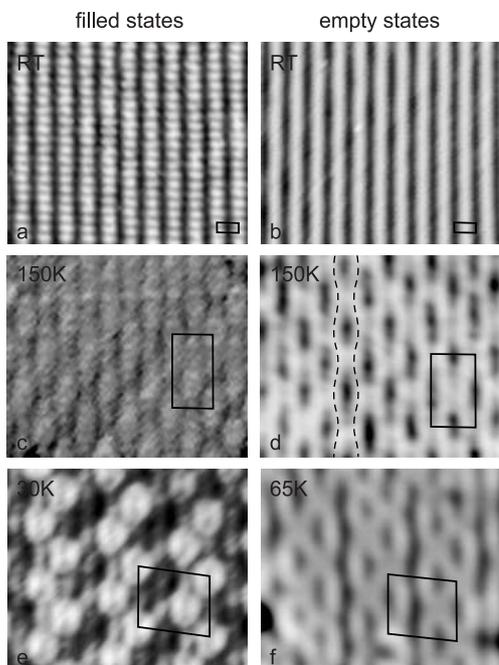


Рис. 8: СТМ изображения ($85 \times 75 \text{ \AA}^2$) заполненных состояний (левая колонка) и незаполненных состояний (правая колонка), иллюстрирующие структурные превращения монослоя Т1 на поверхности Si(100), происходящие при охлаждении образца. Температура образца – комнатная для (а) и (б), 150 К для (с) и (д), 30 К для (е), 65 К для (ф). Элементарные ячейки структур обведены сплошной линией. Пунктирные линии, проведенные через соседние ряды на (д), показывают, что ряды имеют вид поперечных волн, находящихся в противофазе друг относительно друга.

- [1] M. Y. Lai and Y. L. Wang, *Phys. Rev. B* **64**, 241404 (2001).
- [2] J. L. Li, J. F. Jia, X. J. Liang, X. Liu, J. Z. Wang, Q. K. Xue, Z. Q. Li, J. S. Tse, Z. Zhang, and S. B. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 066101 (2002).
- [3] V. G. Kotlyar, A. V. Zotov, A. A. Saranin, T. V. Kasyanova, M. A. Cherevik, I. V. Pisarenko, and V. G. Lifshits, *Phys. Rev. B* **66**, 165401 (2002).
- [4] V. G. Kotlyar, A. A. Saranin, A. V. Zotov, and T. V. Kasyanova, *Surf. Sci.* **543**, L663 (2003).
- [5] V. G. Kotlyar, A. V. Zotov, A. A. Saranin, T. V. Kasyanova, M. A. Cherevik, O. V. Bekhtereva, M. Katayama, K. Oura, and V. G. Lifshits, *e-J.Surf.Sci.Nanotech.* **1**, 33 (2003).
- [6] V. G. Kotlyar, A. V. Zotov, A. A. Saranin, E. N. Chukurov, T. V. Kasyanova, M. A. Cherevik, I. V. Pisarenko, H. Okado, M. Katayama, K. Oura, and V. G. Lifshits, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 026104 (2003).
- [7] A. A. Saranin, A. V. Zotov, V. G. Kotlyar, T. V. Kasyanova, O. A. Utas, H. Okado, M. Katayama, and K. Oura, *Nano Lett.* **4**, 1469 (2004).
- [8] A. A. Saranin, A. V. Zotov, V. G. Kotlyar, T. V. Kasyanova, O. A. Utas, H. Okado, M. Katayama, and K. Oura, *Surf. Sci.* **574**, 99 (2005).
- [9] A. K. Singh, V. Kumar, T. M. Briere, and Y. Kawazoe, *Nano Lett.* **2**, 1243 (2002).
- [10] M. Kishida, A. A. Saranin, A. V. Zotov, V. G. Kotlyar, A. Nishida, Y. Murata, H. Okado, M. Katayama, and K. Oura, *Appl. Surf. Sci.* **237**, 110 (2004).
- [11] A. A. Saranin, A. V. Zotov, V. G. Kotlyar, I. A. Kuyanov, T. V. Kasyanova, A. Nishida, M. Kishida, Y. Murata, H. Okado, M. Katayama, and K. Oura, *Phys. Rev. B* **71**, 035312 (2005).
- [12] A. A. Saranin, A. V. Zotov, I. A. Kuyanov, V. G. Kotlyar, M. Kishida, Y. Murata, H. Okado, I. Matsuda, H. Morikawa, N. Miyata, S. Hasegawa, M. Katayama, and K. Oura, *Phys. Rev. B* (2005, in press).

Атомно-силовая микроскопия полупроводниковых наноструктур: диагностика и литография.

А.В. Латышев^{1,2}, Д.В. Щеглов^{1,2}

¹Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090

²Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, 630090
e-mail: latyshev@thermo.isp.nsc.ru

Создание метода сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) привело к прорыву в исследованиях трехмерной поверхностной структуры с атомным разрешением [1]. Прогресс диагностики поверхности связан с развитием атомно-силовой микроскопии (АСМ), которая основана на измерениях отклонения от равновесия балки зонда при его взаимодействии с поверхностью [2]. В данной работе продемонстрированы возможности атомно-силовой микроскопии для диагностики низкоразмерных систем с высоким пространственным разрешением. Рассмотрены некоторые аспекты литографии нанометрового диапазона, основанной на взаимодействии острозаточенного проводящего зонда с поверхностью в методе АСМ.

Для проведения экспериментов в атмосферных условиях был использован атомно-силовой микроскоп «Solver P-47H» (NT-MDT) с вертикальным разрешением до 0,2 ангстрема, который для улучшения разрешения и воспроизводимости эксперимента был помещен в специальную изолированную от электромагнитных помех, заземленную виброшумозащитную ячейку. Для контроля толщины адсорбированного на поверхности образца слоя воды, который оказывает существенное влияние на получаемую информацию, микроскоп был дополнен ячейкой

управления влажностью, которая позволяла изменять относительную влажность воздуха в зоне образец-зонд от 25 до 85 % в термостатированных условиях. Держатель образцов имел контактную площадку для соединения образца с электрической схемой микроскопа, которая была адаптирована для подачи дополнительной разности потенциалов зонд-образец до 50 В.

Возможности атомно-силовой микроскопии для диагностики поверхности полупроводников в атмосферных условиях показывает рисунок 1а. На топографическом АСМ-изображении поверхности кремния (111) после отжига при температуре 1000⁰С и быстрого охлаждения идентифицируются полосы – террасы и линии их разделяющие – моноатомные ступени. На террасах наблюдается дополнительный контраст, который связан с одновременным существованием участков с разным сверхструктурным устройством: (1x1) и (7x7). Спектр высот поверхности, вычисленный по данному участку (Рис.1б), выявил, что на фоне ступенчатой структуры поверхности с периодом по высоте 0,31±0,02 нм (межплоскостное расстояние для поверхности кремния с ориентацией (111)) существует дополнительный перепад высот, связанный с переходом от одной сверхструктуры к другой и равный 0,08±0,02 нм [3].

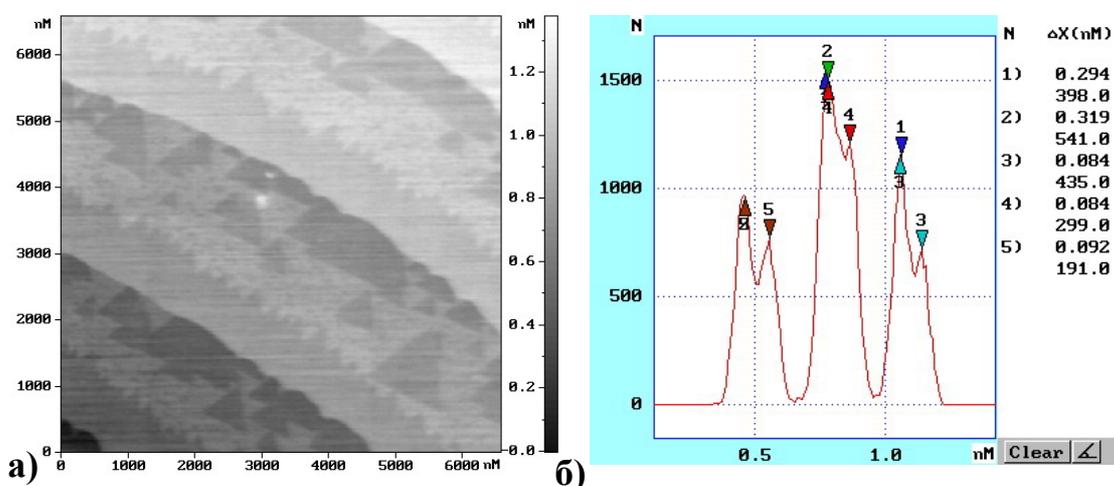


Рис.1 Типичное АСМ-изображение рельефа (а) и спектр распределения высоты (б) поверхности кремния (111) после отжига при температуре 1000⁰С и быстрого охлаждения.

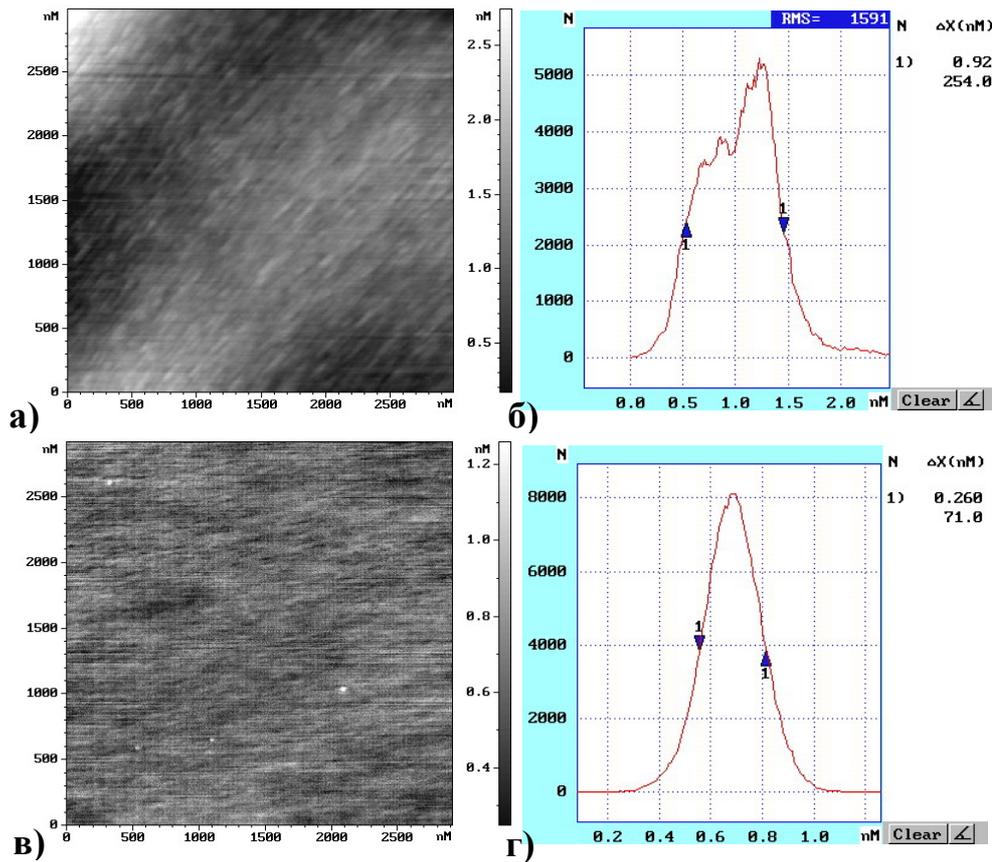


Рис.2 Топографические АСМ-изображения поверхности кремния (111) после 30 минут отжига переменным током при температуре 1300°C (а) и после 1 минуты отжига переменным током при температуре 900°C после осаждения $0,4 \text{ МС}$ золота при температуре 600°C (в). Соответствующие спектры высот (б) - шероховатость $0,46 \text{ нм}$ и (г) - шероховатость $0,13 \text{ нм}$.

Рисунок 2а,б демонстрирует АСМ-изображение рельефа и спектр высот поверхности кремния (111) после 30 минут отжига переменным током при температуре 1300°C . Шероховатость по сканированной области поверхности составила величину $0,46 \text{ нм}$. Рисунок 2в,г показывают АСМ топографию и спектр высот поверхности (111) такого же кристалла кремния после 1 минуты отжига переменным током при температуре 900°C после осаждения $0,4 \text{ МС}$ золота при температуре 600°C . Шероховатость составила величину $0,13 \text{ нм}$. Таким образом, обнаружен эффект выглаживания поверхности кремния при субмонослойном осаждении золота при повышенных температурах. Под шероховатостью в этой работе определяется среднеквадратичное отклонение высот поверхности, измеренных атомно-силовым микроскопом.

Рисунок 3 показывает результаты исследования изменения разности сдвига фазы на реконструированной и нереконструированной поверхности кремния (111) после напыления золота. На левом фазовом АСМ-изображении светлые области соответствуют нереконструированной поверхности кремния, а

тёмные реконструированной. Разница в высоте реконструированной и нереконструированной области на одной и той же террасе составляет величину менее $0,06 \text{ нм}$, что делает затруднительным идентификацию таких областей в режиме топографического сканирования при развитом макрорельефе поверхности. Правое АСМ-изображение фазового контраста было получено при смещении области сканирования относительно первоначального участка поверхности так, чтобы в неё попадала как уже отсканированная область, так и новая. Зафиксировано инвертирование фазового контраста от реконструированных областей поверхности кремния по сравнению с нереконструированными участками. В области предыдущего скана фазовый контраст реконструированной области темнее, чем фазовый контраст нереконструированной области, а в области нового скана, наоборот, светлее.

Разработана принципиально новая TINE-MEMO (Tip Induced Nano-Electro Modification) технология наноструктурирования полупроводниковых систем, основанная на глубоком локальном анодном окислении поверхностей титана, арсенида галлия и кремния

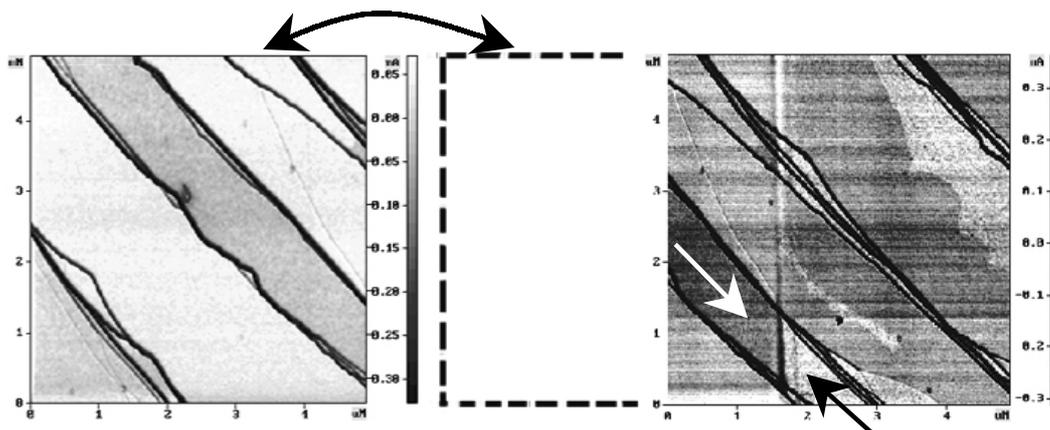


Рис.3 Фазовые АСМ-изображения поверхности кремния (111) после напыления 0,3 МС золота. Пример инвертирования контраста от сверхструктуры золота.

проводящим зондом атомно-силового микроскопа при приложении дополнительного потенциала и одновременном механическом воздействии на поверхность [4]. Данная технология позволила освоить принципиально новый масштаб размеров в изготовлении наноструктур (10 – 100 нм) с высоким аспектным отношением. С ее помощью создан квантовый интерферометр с эффективным радиусом 90 нм. Столь малые размеры дали возможность повысить рабочую температуру интерферометра почти на порядок (до 15 К) [5].

В работе также сообщается о разработке высокоразрешающих методов структурной диагностики низкоразмерных систем для характеристики атомной структуры, морфологии, элементного состава и электронных свойств методами зондовой микроскопии.

Приводятся результаты адаптации методов атомно-силовой микроскопии, на основе фазового контраста, инициированного сбоем резонансных колебаний кантилевера при взаимодействии с поверхностью, для диагностики наноразмерных структур, включая суб- и монослойные покрытия. Показаны примеры диагностики низкоразмерных структур, полученных различными методами. В качестве приоритетных подложек для экспериментальных исследований использованы низкоразмерные слоевые системы типа эпитаксиальных структур с двумерным электронным газом и структур кремния на изоляторе, производимые в ИФП СО РАН [6]. Например, приводится диагностика морфологии поверхности кремния при осаждении атомов золота при повышенных температурах (более 800⁰С). Обнаружен эффект выглаживания рельефа кремниевой пленки при субмонослойном осаждении золота при этих температурах. Обнаружено влияние адсорбированного золота на поведение монокристаллических ступеней на поверхности кремния (111). Определены пути управления морфологией поверхности кремния.

Развиты физико-химические основы формирования отдельных твердотельных

наноструктур и систем пониженной размерности методами нанолитографии на основе сканирующей зондовой микроскопии. Особое внимание уделяется анализу процессов взаимодействия иглы кантилевера с поверхностью при зондовой нанолитографии и разработке методов увеличения глубины прокисления полупроводниковых и металлических пленок зондом атомно-силового микроскопа. Приводятся результаты совершенствования технологии структурирования поверхности полупроводниковых гетероструктур зондом атомно-силового микроскопа с разрешением менее 50нм. Показана емкостная и потенциальная спектроскопия дефектов поверхности наноструктур.

С помощью развитых методов получена количественная информация о морфологии наноструктур, таких как, “квантовые точки и проволоки”, вертикальные и наклонные сверхрешетки, системы с двумерным электронным газом, о концентрационных (химический состав) и деформационных неоднородностях структуры этих объектов.

Также в работе исследовано влияние на сбой фазы колебаний зонда АСМ как кинетических параметров сканирования: скорости, частоты, силы взаимодействия с поверхностью, так и физических: толщины адсорбированного на поверхности слоя жидкости в зависимости от относительной влажности, толщины естественного и термического окисла, областей с различным сверхструктурным устройством, тонких металлических пленок, линий локального окисления. Оптимизированы условия сканирования и регистрации фазового контраста. Показана возможность регистрации различия фазового контраста от областей на поверхности кремния с различной сверхструктурой, когда вертикальная разность уровней составляет субангстремную величину. На основе анализа взаимодействия иглы атомно-силового микроскопа с поверхностью кристаллов создана

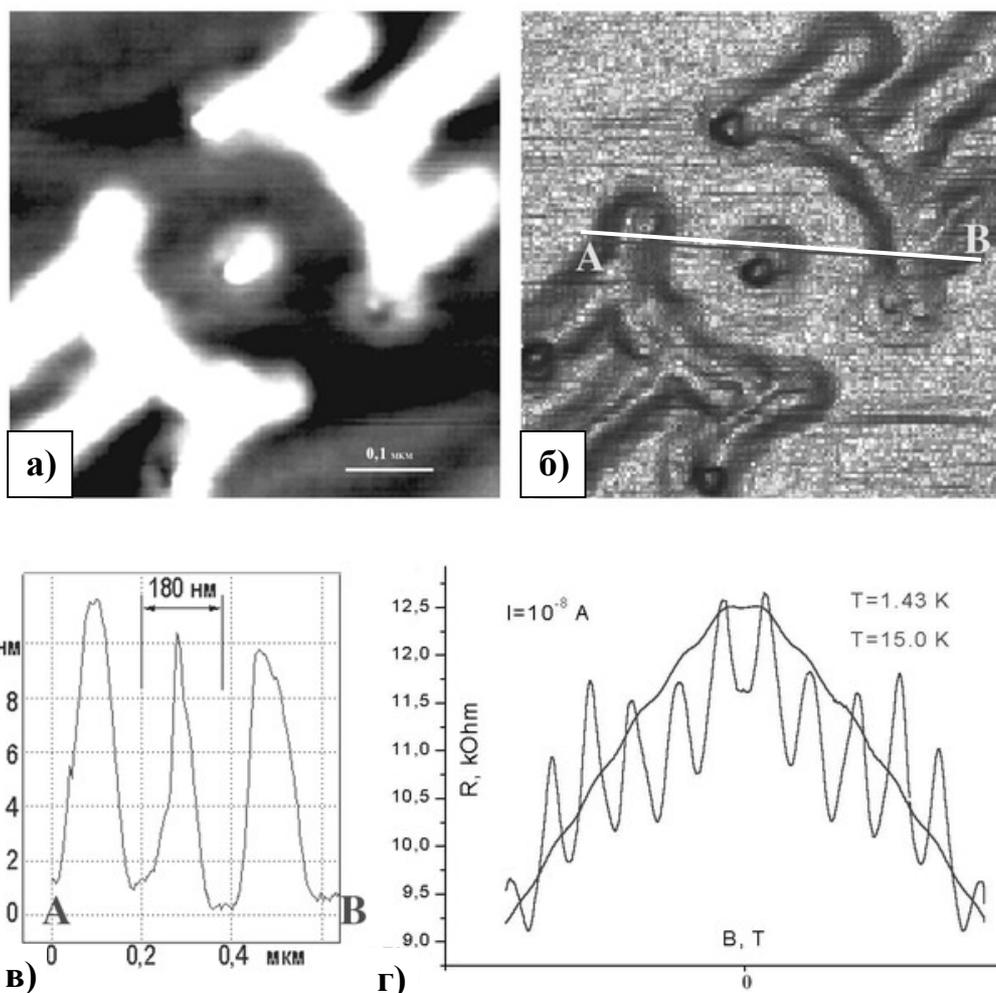


Рис. 4 Топографическое (а) и фазовое (б) АСМ-изображения поверхности гетероструктуры AlGaAs/GaAs с участком локально окисленным зондом АСМ (квантовый интерферометр), профиль рельефа вдоль красного отрезка АВ (в). Осцилляции Ааронова-Бома показанного выше интерферометра. Период осцилляций $\Delta B = 0.16$ Т соответствует эффективному радиусу $r = 90$ нм (г). (З.Д.Квон, Д.В. Щеглов, А.В. Латышев, Е.Б.Ольшанецкий, В.А.Ткаченко, А.И. Торопов, А.Л.Асеев [5])

методика определения толщины адсорбированной на поверхности жидкости в полуконтактном режиме сканирования поверхности. Показано влияние свойств естественного оксида на взаимодействие зонда с поверхностью. Рассмотрены основные физические закономерности, лежащие в основе принципа формирования фазового контраста в атомно-силовой микроскопии. Освоена и оптимизирована методика комплексного анализа фазового контраста для получения интересных свойств поверхности.

Работа выполнена при поддержке программы Министерства образования и науки РФ «Развитие научного потенциала высшей школы».

[1] Binnig, G. and Rohrer, H. Scanning Tunneling Microscopy - From Birth to Adolescence. Rev. Mod. Phys. 59, 615-625 (1987).

[2] Binnig G. et al. Atomic force microscopy. Phys.Rev.Lett. 56, 930-933 (1986).

[3] Nasimov D. A., Sheglov D. V., Rodyakina E. E., Kosolobov S. S., Fedina L. I., Teys S. A. and Latyshev A. V., AFM and STM studies of quenched Si(111) surface, Phys.Low-Dim.Struct., 3/4, 146-152 (2003).

[4] Щеглов Д.В., Родякина Е.Е., Латышев А.В., Асеев А.Л., Новые возможности нанолитографии зондом атомно-силового микроскопа, Микросистемная техника, 9, 8-16 (2004).

[5] Ткаченко В.А., Квон З.Д., Щеглов Д.В., Латышев А.В., Торопов А.И., Ткаченко О.А., Бакшеев Д.Г., Асеев А.Л. Амплитуда осцилляций Ааронова-Бома в малых баллистических интерферометрах, Письма в ЖЭТФ, 93, 3, 168-172 (2004).

[6] Sheglov D.V., Nastaushev Yu.V., Latyshev A.V. and Aseev A.L., Nano-patterning of silicon based nanostructures by AFM probe, International Journal of Nanoscience 3, 1&2, 155-160 (2004).

Эффекты латерального упорядочения (In,Ga)As квантовых точек и нитей в многослойных (In,Ga)As/GaAs структурах на подложках ориентаций (100) и (N11)

М.Я. Валах¹, В.В. Стрельчук¹, П.М. Литвин¹, А.Ф. Коломыс¹, Yu.I. Mazur²,
Z.M. Wang², G.J. Salamo²

¹Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины, Киев, 03028 Украина

²Университет Арканзаса, отделение физики, Арканзас, 72701 США

Самоорганизованный рост по механизму Странского-Крастанова (In,Ga)As квантовых точек (КТ) и квантовых нитей (КН) является одним из наиболее продвинутых методов нанотехнологии. Важным требованием для практического применения этих наноструктур является однородность их размеров и формы. В данной работе с использованием методов АСМ и ФЛ исследованы основные механизмы эволюции и упорядочения ансамблей (In,Ga)As КТ и КН. Для многослойных структур, места зарождения КТ в каждом слое определяются преимущественно двумя факторами: 1) морфологией ростовой поверхности и 2) неоднородностью поверхностных деформаций, вызванной КТ предыдущего слоя (барьерными КТ) и/или отталкивающим упругим взаимодействием растущих соседних КТ.

Локальные деформации, обусловленные барьерными КТ, приводят к вертикально-коррелированному выстраиванию КТ за счет локальных минимумов химического потенциала над барьерными КТ [1]. При увеличении количества периодов, массив квантовых точек становится вертикально упорядоченным и уменьшается дисперсия размеров КТ, в то время как средний размер КТ несколько увеличивается. Этот эффект в многослойных наноструктурах на сегодня широко используется.

В то же время латеральное упорядочение КТ в плоскости слоя, а тем более их выстраивание в одномерные цепочки или образование поверхностной упорядоченной 2D сетки продолжает оставаться актуальной задачей. Для её решения мы использовали свойство упругой анизотропии поверхностных деформаций полупроводниковых слоев с КТ. Последняя инициирует формирование мест, предпочтительных для зарождения КТ, и их пространственного упорядочения.

В работе использованы два пути реализации поставленной задачи.

1) В случае выращивания многослойных (In,Ga)As/GaAs структур на неотклоненных GaAs (100)-подложках использовался специальный процесс прерывания роста GaAs-разделяющих слоев. В результате при осаждении нескольких первых периодов многослойной структуры усиливалась

анизотропия поверхностного деформационного поля вдоль [0-11] и [011] направлений, связанная с отличием поверхностной подвижности (диффузии) адатомов вдоль этих направлений. Данные АСМ показали, что периодическое расположение КТ в плоскости проявляется при осаждении уже одного периода структуры, а после 7 периодов наблюдается латеральное выстраивание КТ вдоль направления [0-11]. Используя свойство анизотропии поверхностной деформации GaAs (100) подложки, получены однородные по размерам и форме массивы КТ, выстроенных в цепочки (длиной до 5 мкм) или квантовых нитей.

2) Альтернативный путь состоял в использовании анизотропии поверхностного деформационного поля высокоиндексных (N11)В GaAs подложек. Исследовались многослойные $17 \times (\text{In}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}(7\text{MC})/\text{GaAs}(60\text{MC}))$ структуры выращенные методом МПЭ на GaAs подложках ориентаций (100) и (N11)В, где N = 7, 5, 4, 3, 2. Концентрация In, толщины слоев и количество периодов структуры выбирались оптимальными для получения цепочек КТ на GaAs(100) [2]. Структуры выращивались при 540°C и скорости роста (In,Ga)As и GaAs слоев 0.35 и 0.75 MC/с, соответственно.

На рис. 1 показаны спектры ФЛ (8K) образцов выращенных одновременно при одинаковых технологических режимах. При переходе от (100) к (N11)В ориентации подложки наблюдается высокоэнергетический сдвиг максимума полосы ФЛ КТ. Последнее определяется размерами КТ и деформациями. Известно, что процесс формирования КТ определяется энергетическим балансом между поверхностной энергией и энергией деформаций. Отличие этих энергий для разных кристаллографических ориентаций подложки обуславливает изменения в эволюции морфологии поверхности, что влияет на форму и размер образовавшихся КТ.

Кроме того, наличие естественных поверхностных ступеней на высокоиндексных подложках влияет на длину миграции адатомов, что также является важным фактором в определении формы, размеров и плотности КТ. Наши АСМ исследования показали, что форма, размер и расположение КТ сильно зависят от ориентации подложки.

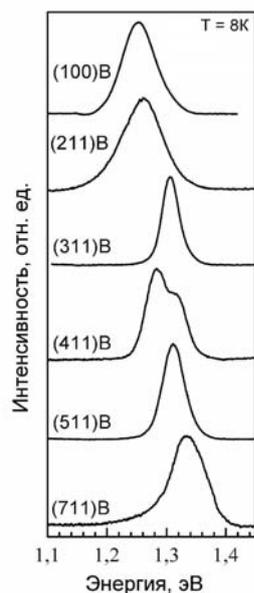


Рис.1 Спектры ФЛ 17-ти периодных $\text{In}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}/\text{GaAs}$ структур выращенных методом МЛЭ на (N11) и (100) GaAs подложках ($E_{\text{возб}}=2.34$ эВ).

Следует отметить, что имеются и некоторые другие причины энергетического сдвига максимума излучения, такие как эффект сегрегации индия и присутствие пьезоэлектрического поля на интерфейсе смачивающего слоя. Эти эффекты не обсуждаются детально в данной работе.

На рис. 2 для нескольких структур показаны АСМ изображения размером 500×500 нм и 2D Фурье преобразование 5×5 мкм. Эффект макроскопического 2D упорядочения (In,Ga)As КТ отчетливо наблюдается на 2D Фурье преобразованиях АСМ изображений (вставки рис.2). Подобные результаты получены и для автокорреляционного спектра АСМ изображений. Обнаружено, что КТ имеют узкое распределение размеров и формы и образуют периодическую сверхрешетку на плоскости, элементарная 2D ячейка которой имеет четырехугольную форму. Для (100) плоскости 2D ячейка имеет вид параллелограмма, в то время как для высокоиндексных плоскостей 2D ячейка имеет форму ромба. Интересно отметить, что направления трансляционного вектора 2D ячейки не совпадают с направлениями векторов поверхностной анизотропии деформаций (модуль Юнга для GaAs). Так, например, для поверхности GaAs (311)В направлениями с максимальными значениями модуля Юнга являются $[-233]$ и $[01-1]$. Квантовые точки, выращенные на GaAs (311)В поверхности имеют направления наивысшего латерального упорядочения близкие к $[-130]$ и $[-103]$, что соответствует направлениям с малыми значениями модуля Юнга (минимумы модуля Юнга имеют направления около 47° от $[-233]$ и

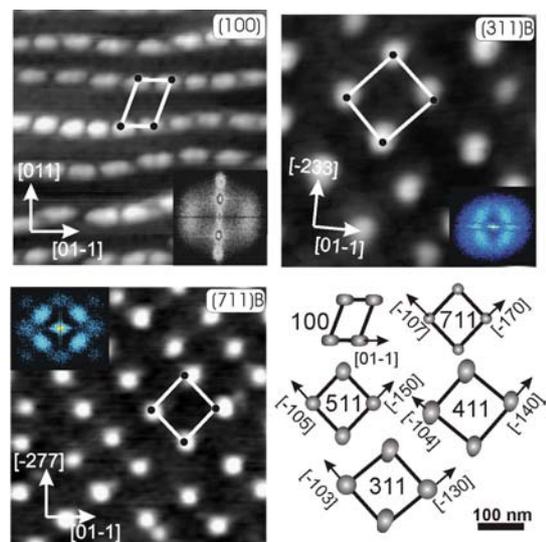


Рис. 2. АСМ изображение $17 \times (\text{In}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}/\text{GaAs})$ структур выращенные на разных подложках GaAs. На вставках – 2D Фурье преобразование АСМ изображения и 2D ячейки, полученные из автокорреляционного анализа АСМ изображения.

43° от $[01-1]$ направления [3]). Такая ориентация 2D ячейки в плоскости может реализоваться в том случае, если между близлежащими КТ существует упругое отталкивающее взаимодействие посредством деформационных полей, которые они индуцируют в подложке [4]. Упругое взаимодействие между КТ через анизотропию деформации подложки становится особенно актуальным в случае плотных массивов КТ. Таким образом, главной причиной латерального упорядочения КТ является взаимодействие деформационных полей КТ. Эффект упругого отталкивающего взаимодействия между КТ препятствует их коалесценции. На основе этого предположения мы объяснили как ориентацию 2D ячейки, так и изменение расстояния между ближайшими КТ для латерально упорядоченных массивов КТ, выращенных на высокоиндексных поверхностях.

Таким образом, для структур, выращенных на подложках (311)В, (511)В и (711)В, реализована латеральная корреляция в расположении КТ с характерной 2D решеткой. Показано, что ориентация подложки и отталкивающее взаимодействие напряженных КТ, посредством упругой анизотропии деформаций подложки, играют важную роль в перераспределении осажденного материала между КТ и упорядочении КТ в плоскости слоя.

- [1] Xie, Q., Madhukar, A., Chen, P., and Kobayashi, N. P., *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2542 (1995).
- [2] Wang, Zh.M., Seydmohamadi, Sh., Lee, J.H., and Salamo, G.J. *Appl.Phys.Lett.*, **85**, 5031 (2004).
- [3] Xu, H.Z., Akahane, K., Song, H.Z., Okada, Y., Kawabe, M., *J.Cryst.Growth*, **234** 509 (2002).
- [4] Hanke, M., Raidt, H., Kohler, R. *Appl.Phys.Lett.*, **83**, 4927 (2003).

Атомная структура GaAs(001)-с(8x2) на начальной стадии адсорбции I₂

А.А. Веденеев, К.Н. Ельцов

Центр естественно-научных исследований, Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
ул. Вавилова д.38, корп. Л2, 119991 Москва, Россия
e-mail: alex_ved@kapella.gpi.ru

Предварительные исследования с использованием молекулярных галогенов [1], проведенные в сверхвысоком вакууме, показали, что йод является перспективным реагентом для создания поверхности GaAs(001), обогащенной мышьяком, поскольку позволяет при невысокой температуре (240-300 °С) селективно удалять атомы галлия с исходной поверхности GaAs(001)-с(8x2), не трогая атомы мышьяка. Чтобы понять, что происходит при воздействии йода на поверхность, обогащенную галлием, необходимо проследить все стадии адсорбции йода и, в первую очередь, определить места адсорбции, начиная с самых малых покрытий.

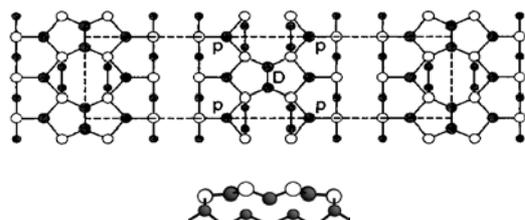


Рис.1. ζ -модель GaAs(001)-с(8x2) [2]. Большими заполненными (пустыми) окружностями отмечены атомы Ga (As) верхнего слоя, малыми заполненными окружностями – атомы Ga нижнего слоя

В настоящей работе впервые одновременно получены атомно-разрешенные СТМ-изображения GaAs(001)-с(8x2) для занятых и свободных состояний и обнаружены особенности, предсказанные в рамках ζ -модели [2] (рис.1). Основной целью данной работы являлось определение адсорбционных мест на поверхности GaAs(001)-с(8x2) при малой степени покрытия хемосорбированным йодом. По нашим сведениям существует только две работы [3,4], в которых наблюдались начальные стадии адсорбции галогена (хлора) на данной поверхности и было определено, что местами адсорбции хлора являются димеры галлия в модели β_2 [3,4]. Позже авторы ζ -модели, основываясь на экспериментальных результатах [3], провели расчеты для ζ -модели, в которых подтвердили, что наиболее энергетически выгодными являются места адсорбции атомов хлора на атомах галлия в димере (D) и чуть менее выгодными – на атомах галлия в sp^2 -состоянии (p) [5].

Эксперимент проводился в многокамерной сверхвысоковакуумной установке, оснащенной

анализатором электронов типа «цилиндрическое зеркало» Riber OPC-100 для электронной оже-спектроскопии (ЭОС), квадрупольным масс-спектрометром Riber QMM-17, трехсеточным анализатором электронов VG RVL/17 для наблюдения дифракции медленных электронов (ДМЭ), сканирующим туннельным микроскопом Сигма Скан GPI-300 и системой напуска газов с пьезокерамическими натекателями США-1. Базовое давление в установке не превышало $1 \cdot 10^{-10}$ Торр. Для опытов использовались образцы размером $5 \times 5 \times 0.5$ мм³, выкальываемые из пластины GaAs(001) n-типа ($Si, 7 \cdot 10^{17}$ см⁻³, угол разориентации 0.5°), подготовленной для МЛЭ (epu-ready). Полная очистка поверхности достигалась ионным травлением Ag^+ (400 эВ), восстановление кристаллической структуры – отжигом при $T \approx 550$ °С. В результате такой подготовки образца картины ДМЭ демонстрировали структуру с(8x2) высокого качества, а СТМ-изображения представляли собой атомные террасы размерами 100-200 нм. Молекулярный йод напускался из капилляра на расстоянии 22 мм от образца в аналитической камере, содержащей оже- и масс-спектрометры. Давление молекулярного йода в пучке вблизи поверхности составляло около 10^{-9} Торр. Полученные перетравливанием в электрохимической ячейке СТМ-иглы окончательно готовились в сверхвысоком вакууме в пучке ионов Ag^+ (600 эВ, 5 мкА, 60 мин).

На рис.2а приведено СТМ-изображение поверхности GaAs(001)-с(8x2), полученное для занятых состояний электронов, при небольшом покрытии атомами йода. Степень покрытия θ не превышала 5% от монослоя ($\theta < 0.05$ МС). На изображении отчетливо видны отдельные атомы подложки, положение которых в решетке с(8x2) соответствует положениям в расчетном СТМ-изображении на рис.2б (filled states, -0.4 V). Атомы йода на СТМ-изображении выглядят как крупные белые пятна на более ярких атомных двурядьях. На рис.2в приведено СТМ-изображение чистой поверхности для свободных состояний, хорошо совпадающее с расчетным при +1.5 В (рис.2б, empty states +1.5 V). Видно также, что экспериментальный кадр на рис.2г, полученный для йодированной поверхности при $\theta = 0.05$ МС, хорошо совпадает с расчетным при напряжении +1.8 В (рис.2б). Белые особенности, занимающие положения в темных каналах на рис.2г, являются изображением атомов йода. Отметим, что для экспериментальных данных

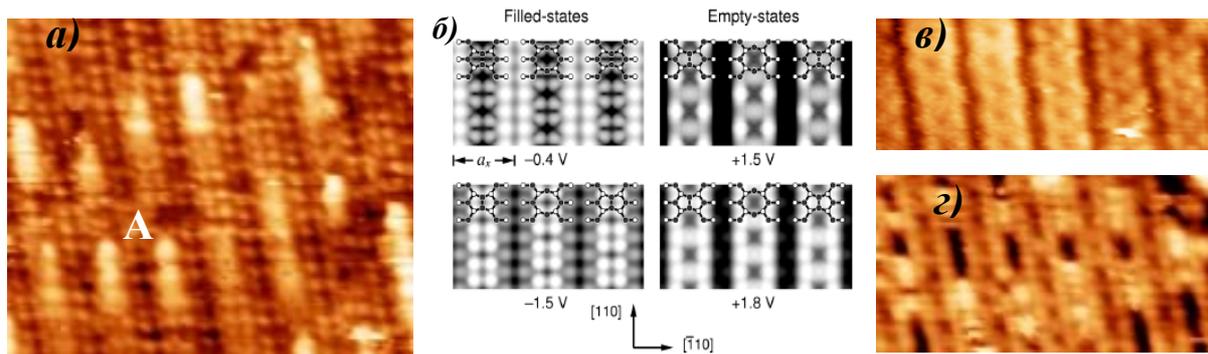


Рис.2. СТМ-изображения поверхности GaAs(001)-c(8x2). **а), в), з)** – эксперимент, **б)** – расчет в приближении Терсоффа-Хаммана в рамках ζ -модели, взято из [2]. Указанные туннельные напряжения отсчитаны от максимума валентной зоны. **а)** - $120 \times 78 \text{ \AA}^2$, напряжение на образце $U_s = -2.7 \text{ В}$, $I_t = 0.07 \text{ нА}$; **в)** - $87 \times 42 \text{ \AA}^2$, $U_s = +2.7 \text{ В}$, $I_t = 0.1 \text{ нА}$; **з)** - $104 \times 55 \text{ \AA}^2$, $U_s = +3.0 \text{ В}$, $I_t = 0.08 \text{ нА}$;

шкала напряжений отличается от шкалы для расчетных изображений примерно на 0.7 В , поскольку, по данным туннельной спектроскопии, уровень Ферми находится вблизи середины запрещенной зоны, а на расчетных изображениях за начало отчета взято положение максимума валентной зоны. Даже принимая во внимание данный сдвиг в шкалах, туннельные напряжения оказываются отличными для одинаковых экспериментальных и расчетных изображений, что легко можно отнести к недостаточной точности расчетов. Тем не менее, полученное совпадение самих изображений является удивительным. Здесь необходимо отметить, что при $U_s = -2.6 \div 2.8 \text{ В}$ мы также наблюдали переключение яркости атомных двурядий для атомов мышьяка (занятые состояния), полученное в расчетах [2,5] (-0.4 В и -1.5 В , рис.2б).

Обратимся теперь к определению мест адсорбции атомов йода. Анализ СТМ-изображения на рис.2г позволяет однозначно утверждать, что атомы йода располагаются в вакансионных рядах, вокруг которых находятся атомы мышьяка. На изображении занятых состояний, в котором наблюдаются только атомы мышьяка и нет атомов галлия, (рис.2а) можно определить и положение атома йода в вакансионном ряду. Видно, что все изображения атомов йода являются «смазанными», что, по-видимому, вызвано движением атомов йода вверх по каналу, образованными атомами мышьяка. Данное движение соответствует направлению движения СТМ-иглы (строчная развертка - слева направо, кадровая развертка - снизу вверх). Если рассмотреть атомы йода, отмеченные знаком «А», то видно, что в процессе движения атомы занимают квантованные состояния, которыми, на наш взгляд, являются симметричные положения между четырьмя атомами мышьяка (hollow site) в вакансионном ряду. Если принять во внимание, что указанные атомы мышьяка имеют заполненные оборванные связи [2,5], то высокая плотность электронов в двурядье, по-видимому, может приводить к ситуации, характерной для поверхности металла, на кото-

рой наиболее выгодными местами адсорбции являются полносимметричные положения между атомами подложки.

Следует обсудить интерпретацию экспериментов в [3,4] и результаты расчетов [5], подтверждающие данную интерпретацию, для адсорбции хлора на GaAs(001)-c(8x2). Как было установлено в [3-5], хлор адсорбируется на атомах галлия, что противоречит результатам настоящей работы. В [3,4] были получены СТМ-изображения хлорированной поверхности ($\theta_{\text{Cl}} \approx 0.025 \text{ МС}$) для занятых состояний при $U_s = -3.5 \text{ эВ}$, на которых атомы хлора располагались в темных полосах (атомное разрешение подложки получено не было). Если обратиться к рис.2б, то при таких туннельных напряжениях темные полосы должны соответствовать атомам мышьяка вокруг вакансионного ряда.

Действительно, в СТМ-изображениях, полученных нами при $U_s = -(3.0 \div 3.5) \text{ эВ}$, вакансионные ряды выглядели значительно более темными и в них наблюдались атомы йода. Остается удивительным, почему авторы ζ -модели не обратили внимание на указанное несоответствие и не приняли его во внимание в работе [5]. Здесь также стоит отметить, что если в случае чистой поверхности расчеты с использованием функционала плотности дали прекрасные результаты [2], то в случае адсорбции отдельных атомов указанный подход оказался недейственным..

- [1] Eltsov K.N., Shevlyuga V.M., Vedenev A.A. Proceedings of SPM-2002 (Russia. N.Novgorod, March 3-6, 2002), p.99.
- [2] Lee S.-H., Moritz W., Scheffler M. Phys. Rev. Lett. **85**, 3890 (2000).
- [3] McLean J.G., et al. Phys. Rev. Lett., **85**, 1488 (2000).
- [4] McLean J.G., et al. J. Chem. Phys. A, **103**, 10364 (1999).
- [5] Lee S.M., Lee S.-H., Scheffler M. Phys. Rev. Lett., **89**, 239601 (2002); Phys. Rev. B, **69**, 125317 (2004)

Применение АСМ для исследования режимов эпитаксиального роста гетероструктур AlGaAs/GaAs.

В.М. Данильцев, Н.В. Востоков, Д.М. Гапонова, М.Н. Дроздов,
Ю.Н. Дроздов, А.В. Мурель, Д.А. Пряхин, О.И. Хрыкин, В.И. Шашкин
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950, ГСП-105, Россия
e-mail: danil@ipm.sci-nnov.ru

В настоящей работе показана возможность использования метода атомной силовой микроскопии (АСМ) при рассмотрении скола гетероструктур GaAs/AlGaAs для оптимизации технологического процесса металлоорганической газофазной эпитаксии (МОГФЭ) гетероструктур A_3B_5 . Известно, что гетеропара GaAs-AlGaAs наиболее близка по параметру решетки из всех соединений A_3B_5 , а естественный окисел на AlGaAs формируется быстрее, чем на GaAs, что приводит к формированию рельефа бокового среза гетероструктур GaAs/AlGaAs, хорошо заметного методом АСМ. Наличие данного рельефа позволяет не только наблюдать за соблюдением периода, определять толщины слоев, контролировать планарность гетерограниц в периодических структурах, определять скорость эпитаксиального наращивания и делать выводы о кинетических характеристиках процесса МОГФЭ [1], но и помогает решать технологические вопросы, что мы и попытаемся доложить в настоящей работе.

Для этих целей в процессе МОГФЭ выращивались структуры GaAs с метками AlAs, аналогичными описанным в работе [1] и представляющие собой чередующиеся слои GaAs с тонкими прослойками AlAs. Было определено, что при изменении температуры роста от 600 С до 500 С метки оставались планарными, а при повышении температуры эпитаксиального наращивания выше 650 С, происходило нарушение ростового фронта. Ввиду того, что включение примесей содержащихся в газе носителе, МОС и гидридах происходит гораздо интенсивнее при низких температурах [2], можно сделать вывод о том, что исходные реагенты удовлетворяют требованиям, предъявляемым к источникам в процессе МОГФЭ. Было сделано предположение о том, что источником примесей может служить графитовый подложкодержатель, из которого при повышении температуры роста увеличивается диффузия примесей, приводящая к нарушению планарности гетерограниц.

Проверка этого предположения осуществлялась следующим образом. Были выращены структуры с метками AlAs. Сначала рост осуществлялся при 600 С, а затем метки выращивались при температурах, изменяющихся в следующей последовательности: 800, 750, 700, 650, 550, 525 и 500 С.

На рис.1 представлен рельеф бокового среза полученной структуры.

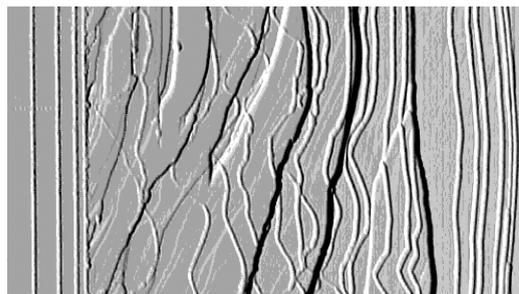


Рис.1. АСМ изображение рельефа бокового среза структуры с метками AlAs.

Видно, что при переходе к 800 С произошел сбой эпитаксиального роста. При снижении температуры, при 550 С начиналось восстановление планарности гетерограниц, а при 525 С интерфейсы стали почти планарными. Таким образом, можно предположить, что примеси, находящиеся в подложкодержателе, в данном процессе диффундируют из него при температурах выше 600 С. Наличие загрязнений в подложкодержателе может быть вызвано остаточными примесями в графите от предыдущих процессов, следами влаги от травления и отмывки в деионизованной воде и сорбированным кислородом из воздуха. Был проведен процесс, в котором метки AlAs на арсениде галлия выращивались при тех же температурах, однако при переходе от одной температуры к другой, слой GaAs наращивался в два этапа: половина толщина выращивалась при низкой температуре, а вторая часть - при высокой (рис.2). В этом случае во время относительно длительного перехода от температуры к температуре AlAs оказывался закрытым GaAs и метки были ровными вплоть до температуры 800 С. Однако, необходимо заметить, что вторая и третья метки AlAs, выращенные при температуре 800 С теряют планарность. Этот факт можно объяснить следующим образом: незначительное окисление GaAs при длительных временах продувок во время смены температуры позволяет первой метке, выращенной непосредственно на GaAs оставаться ровной, а последующие окисляются даже за малое время (15 сек.), что лишний раз говорит о значительной диффузии примесей из

подложкодержателя при температурах более 700 С.

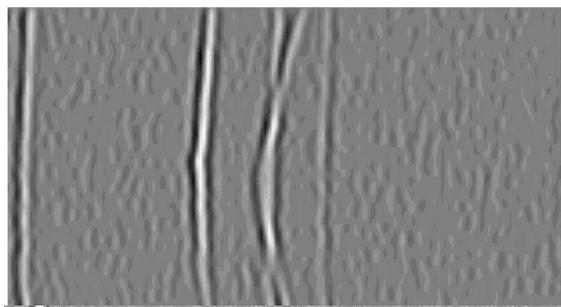


Рис.2. АСМ изображение рельефа бокового среза структуры, полученной при наращивании меток AlAs в два этапа.

Таким образом, использование меток позволяет определить не только оптимальные температуры для эпитаксиального наращивания, но и время продувок между слоями различного состава в гетероэпитаксиальной структуре.

Конечно, можно добиться того, что метки будут ровными и при значительной диффузии из пьедестала при любой температуре роста, но это в значительной мере будет самообман. Так, например, увеличение толщины слоя GaAs выращенного на AlAs позволяет в значительной степени планеризовать гетерограницы. Однако, в этом случае, слои выращенные на GaAs при рассмотрении методом АСМ будут иметь неровную, с проколами поверхность (рис.3).

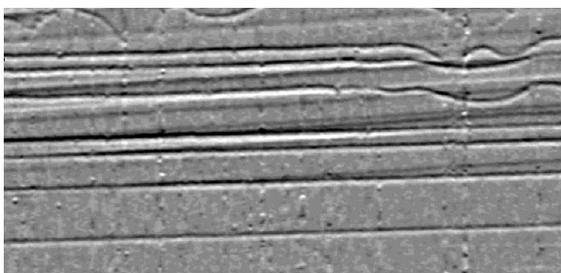


Рис.3. АСМ изображение рельефа бокового среза структуры, полученной при наращивании меток AlAs толстым слоем GaAs.

Еще более чувствительными к окислению оказались слои металлического алюминия. При наращивании арсенидом галлия образцов содержащих на поверхности нанокластеры Al даже при изменении температуры осаждения алюминия с 400-500 С до 600 С (температура роста GaAs) происходил срыв послойного роста GaAs и реализация механизма Фольмера-Вебера. Формирование слоев GaAs по ступенчато-слоевому механизму поверх металлического Al при наличии загрязнений в подложкодержателе было возможным либо при малых временах продувок, либо после наращивания Al тонким слоем арсенида галлия при низкой температуре и дальнейшем его дорастивании при повышенной температуре эпитаксии.

Подтверждением значительной диффузии примесей из графитового подложкодержателя может служить резкое увеличение давления при его прогреве в вакууме именно при тех температурах, при которых наблюдался сбой эпитаксиального роста. Основной пик, трудно удаляемый при отжиге подложкодержателя и мешающий работе при температурах выше 600 С, приходится именно на интервал температур 630-650 С и его мы связываем с загрязнением пьедестала алюминием и продуктами разложения его соединений, образующихся как при травлении и промывках, так и в результате сорбции Al-содержащей металлоорганики в предыдущих процессах. Данное предположение подтвердилось тем, что на границе раздела эпитаксиальный слой - подложка, при использовании метода вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) с послойным травлением, на спектрах наблюдался пик алюминия.

Использование АСМ в качестве контролирующего метода позволило разработать методику подготовки подложкодержателя установки МОГФЭ, в которой после его высокотемпературного отжига непосредственно в реакторе эпитаксиальной установки, по резкому улучшению вакуума при охлаждении можно определять максимальную температуру, при которой возможно получение качественных эпитаксиальных слоев. Данная методика позволяет определять готовность оборудования к наращиванию эпитаксиальных слоев приборного качества.

Проведенные исследования позволили улучшить качество волноводных слоев AlGaAs для твердотельных лазеров за счет снижения шероховатости поверхности интерфейсов и обеспечить воспроизводимые характеристики ГС на основе AlGaAs/GaAs с туннельным токопереносом. Получены эпитаксиальные слои AlGaAs n-типа проводимости, с подвижностью электронов $\sim 2000 \text{ см}^2/\text{В с}$. При выращивании квантовых ям GaAs в матрице AlGaAs, полуширина пика фотолюминесценции составила менее 4 мэВ. Данные результаты сопоставимы с лучшими данными для аналогичных структур получаемыми методом МОГФЭ другими группами в настоящее время.

Работа выполнялась при поддержке гранта РФФИ 04-02-17180.

[1] Yu.N.Drozdov, V.M.Danil'tsev, N.V.Vostokov, G.L.Pakhomov and V.I.Shashkin, Phys. Low-Dim. Struct., 3/4 (2003) pp. 49-54.

[2] T.F.Kuech, M.A.Tischler, R.Potemski, F.Cardone and G.Scilla, J. Crystal. Growth, 98, (1989) pp. 174-187.

Толщина и форма слоя окисла на зеркалах лазерных гетероструктур GaSb/Ga_{0.1}Al_{0.9}SbAs/GaInAsSb в местах выхода слоев богатых Al.

П.А.Дементьев¹, М.С.Дунаевский¹, А.В.Анкудинов¹, И.В.Макаренко¹,
В.Н.Петров¹, А. N. Baranov², D. A. Yarekha², А.Н.Титков¹

¹ Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург

² СЕМ2, Universite de Montpellier II, 34095, Montpellier, France

В последнее время значительный интерес вызывает создание полупроводниковых лазеров для средней инфракрасной области спектра на основе системы GaSb/InAs. Обычно, такие лазерные структуры содержат обогащенные алюминием ограничительные слои, которые имеют тенденцию к активному окислению в комнатных условиях. Формирование толстого слоя окисла может вызвать возвышение богатых Al слоев относительно окружающих (не содержащих Al) слоев на поверхности лазерного зеркала. В самом деле, в системе GaAl_{0.3}As/GaAs это возрастание было замечено, но только на уровне 1 нм [1], что не очень важно. В то же время, недавно в лазерных структурах на основе системы GaSb/InAs для ограничительных слоев с содержанием Al до 90% было замечено в десять раз большее возвышение над поверхностью лазерного зеркала [2]. При этом возвышающаяся часть насыщенных Al слоев не была планарной, а имела необычную вогнутую форму. Последнее обстоятельство позволяет думать о возможности проявления также пластической деформации таких слоев в процессе скалывания. Такое объяснение возвышения слоев богатых Al над поверхностью скола было дано, например, в работе [3], посвященной изучению топографии сколов сверхрешеток GaAs/AlAs.

В нашей работе были изучены и проанализированы топографии исходного и развившегося во времени рельефа обогащенных Al слоев на сколах зеркал лазерных структур GaSb/Ga_{0.1}Al_{0.9}SbAs/GaInAsSb (Рис. 1а). Лазерные зеркала были созданы посредством скалывания, и их топография была изучена методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) на воздухе и сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) в сверхвысоком вакууме. АСМ измерения проводились на приборе Solver P-47 (NT-MDT), а СВВ СТМ измерения – на приборе GPI-300.6 (ИО-ФАН, г. Москва). АСМ эксперименты, проведенные в комнатных условиях в течение часа после скалывания, показали возвышение богатых Al слоев над поверхностью скола на 6-7 нм (Рис. 1б,с). С другой стороны, СВВ СТМ измерения топографии поверхности скола по прошествии 30 часов после скалывания в вакууме не показали какого-либо отличия в высотах смежных GaAlAsSb и GaInAsSb слоев (Рис. 1д). Сравнение АСМ и СТМ наблюдений топографии позволило отклонить в нашем случае идею пластических

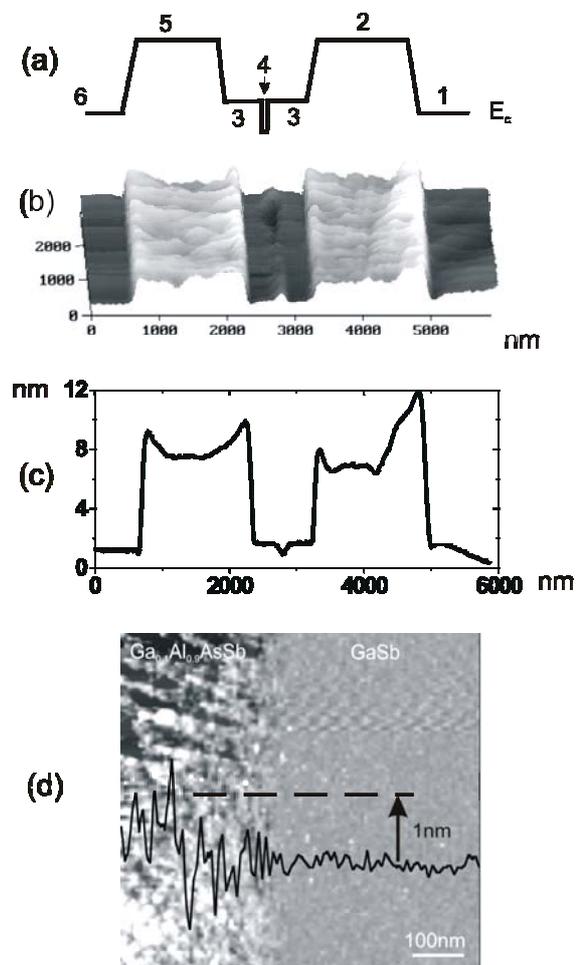


Рис.1 Схема GaSb/Ga_{0.1}Al_{0.9}SbAs/GaInAsSb лазерной структуры, 1,6 – GaSb, 2,5 – Ga_{0.1}Al_{0.9}SbAs, 3 – Ga_{0.65}Al_{0.35}AsSb, 4 – GaInAsSb; (b,c) – АСМ топография и профиль скола структуры полученные через 1 час после скалывания; (d) – СТМ топография и профиль скола структуры полученные через 30 часов после скалывания

деформаций насыщенных Al слоев в процессе скалывания.

АСМ наблюдения топографии лазерных зеркал в течение длительного времени (см. Рис 2а,б) показали, что высота наблюдаемых возвышений растет со временем на протяжении более чем 2 месяцев, и что скорость роста окисла увеличивается с повышением влажности окружающего воздуха. Таким образом, мы видим наиболее разумное объяснение возвышения богатых Al

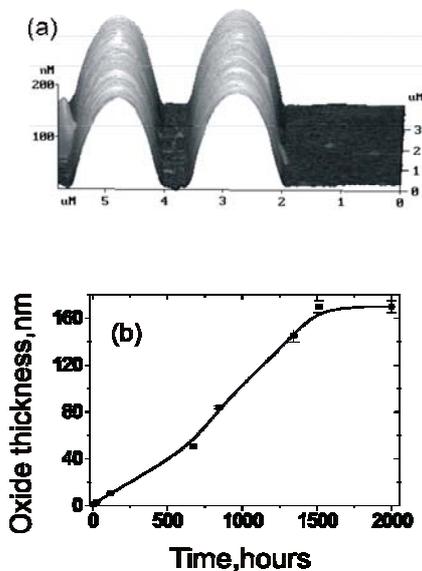


Рис. 2 (а) – АСМ топография скола структуры после 2 месяцев выдержки в комнатных условиях; (б) – график роста толщины окисла со временем

слоев над уровнем лазерных зеркал в окислении в атмосферных условиях участков выхода этих слоев на поверхность зеркала. Толщина окисла также сильно зависит от малых вариаций процентного содержания Al в слое. На исследованных структурах мы наблюдали возвышение насыщенных Al слоев до 400 нм.

Также значительный интерес представляло выяснение глубины проникновения окисла под поверхность лазерного зеркала. Для этого был выполнен и исследован еще один последующий скол, перпендикулярный к поверхности зеркала. Схема эксперимента с перпендикулярными сколами представлена на рис. 3а. Наблюдения на втором сколе показали, что внутренняя часть окисла оказывается толще внешней, возвышающейся части примерно в два раза (Рис 3б). Это означает, в частности, что в случае наблюдения выступающей части окисла высотой 400 нм общая толщина сформировавшегося окисла превышала один микрон.

Исследование внутренней части окисла выявило важную особенность ее формы: она оказалась не планарной, а изогнутой. В центральной части слоя окисел намного толще, чем на интерфейсах с соседними слоями (Рис 3б). В соответствии с существующими моделями окисления, проникновение окисла вглубь слоев ограничивается напряжениями, возникающими на фронте окисления. В этой связи, наблюдаемая кривизна фронта окисления может означать возникновение значительных напряжений на интерфейсах вблизи поверхности зеркала. Вогнутая форма возвышающегося окисла на Рис 1а может быть еще одним проявлением возникновения напряжений на интерфейсах в ходе окисления.

Таким образом, в работе обнаружен эффект гигантского окисления слоев с высоким содер-

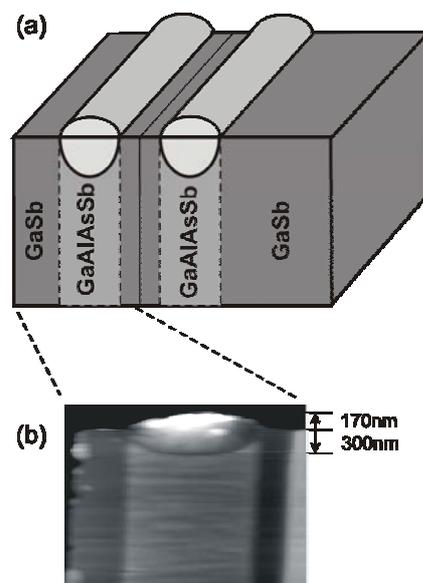


Рис 3. (а) – Схема эксперимента на двух перпендикулярных сколах, для выяснения формы окисла; (б) – АСМ топография поверхности второго скола показывающая форму окисла. Глубина проникновения окисла вглубь обогащенного Al слоя составляет 300 нм, в то время как высота возвышения над поверхностью зеркала составляет 170 нм

жением Al на зеркалах лазерной структуры GaSb/Ga_{0.1}Al_{0.9}SbAs/GaInAsSb. Общая толщина окисла достигает одного микрона, причем две трети толщины расположены ниже поверхности лазерного зеркала. Также показано, что фронт окисления под поверхностью зеркала не является плоским, окисление слоев богатых Al простирается в центральной части гораздо глубже, чем вблизи интерфейсов с соседними слоями. Искривление фронта окисления мы связываем с развитием при окислении существенных напряжений в приинтерфейсных областях. Последнее обстоятельство требует дополнительного изучения, так как может негативно влиять на качество лазерных зеркал при работе лазеров.

Работа поддержана грантами РФФИ № 03-02-17635 и №03-02-17647.

- [1] А.В.Анкудинов и др. ФТП 33, 594 (1999)
- [2] G.Leveque et al., Applied Surface Science, 157, 251 (2003)
- [3] M.R.Castell et al., Acta. Mater. 46, 579 (1998)

Формирование низкоразмерных структур на кремнии с помощью металлсодержащей плазмы

В.М.Асташинский¹, Е.А.Костюкевич¹, А.М.Кузьмицкий¹,
Л.В.Кухаренко², В.М.Анищик³, В.В. Углов³, Н.Н.Черенда³,
Ю.В.Свешников³, А.А.Кухаренко³, Н.Т.Квасов⁴, А.Л.Данилюк⁴

¹Институт молекулярной и атомной физики НАНБ, Пр-т Ф.Скорины 70, Минск, Беларусь

²Белорусский государственный медицинский университет, Пр-т Дзержинского 83, Минск

³Белорусский государственный университет, Пр-т Ф.Скорины 4, Минск, Беларусь

⁴Белорусский государственный университет радиоэлектроники и информатики, Ул. П.Бровки 6, Минск

E-mail: ast@imaph.bas-net.by

В данной работе представлен новый метод формирования на поверхности мишени наноструктурированных покрытий с использованием компрессионных плазменных потоков. Данная технология обладает рядом преимуществ, таких как высокая скорость и плотность плазмообразующих частиц, длительное время существования плазменного потока, возможность легирования и осаждения на поверхность частиц плазмообразующего вещества и материала, введенного в поток [1]. В работе проводятся исследования структуры, топографии и морфологии покрытий, полученных при воздействии на мишень компрессионных плазменных потоков с введением в них высокодисперсного металлического порошка.

Компрессионные плазменные потоки, используемые для модификации образцов, получали в газоразрядном магнитоплазменном компрессоре (МПК) компактной геометрии, запасаемая энергия конденсаторной батареи которого могла изменяться от 3 до 15 кДж. Эксперименты проводили в режиме остаточного газа, при котором предварительно откачанная вакуумная камера МПК заполнялась рабочим газом (азотом) до заданного давления, равного 400 Па. Амплитудное значение разрядного тока в этих условиях достигало ~ 90 кА, а длительность разряда в МПК – 120 мкс. Скорость плазменных образований компрессионного потока составляла $(5-6) \cdot 10^6$ см/с, концентрация электронов плазмы – $(7-8) \cdot 10^{17}$ см⁻³, а ее температура – 2-3 эВ. Плотность энергии компрессионного потока, определенная калориметрическим методом непосредственно на поверхности образца, составила ~ 15 Дж/см². Дисперсный порошок константана (56.67% Cu, 42.41% Ni, 0.92% Mn ат.%) получали путем электрического взрыва тонких проволочек, закрепленных на электродах МПК. При этом взрыв проволочки и формирование компрессионного потока

происходят в течение одного разряда, частицы металла попадают в поток и транспортируются плазмой к мишени.

В качестве мишеней использовались образцы монокристаллического кремния (100). Анализ микроструктуры и морфологии поверхности, а также фрактографические исследования модифицированных образцов проводили методами растровой электронной микроскопии (РЭМ) с использованием микроскопа Leo 1455VP и атомно-силовой микроскопии (АСМ) с использованием микроскопа Nanoscope IIIa (Digital Instruments, USA). АСМ исследования проводились на воздухе, в режиме прерывистого контакта с использованием стандартных Si кантилеверов (Nanosensors GmbH) длиной ~123 мкм и жесткостью ~29–57 Н/м.

Воздействие компрессионным плазменным потоком на пластины кремния при введении металла в плазменный поток приводит к формированию наноструктурированного металлического покрытия. Как видно из рис.1, покрытие состоит из сферических частиц, размер которых варьирует от 80 до 220 нм, а их высота – от 20 до 70 нм. В соответствии с данными рентгеновского микроанализа элементный состав покрытия определяется металлами, введенными в плазменный поток (медь и никель) [2]. Покрытие занимает практически всю площадь поверхности образца. Данные АСМ коррелируют с исследованиями РЭМ. Сферические частицы имеют размер 100-150 нм (Рис.2). Кроме того, на фотографиях полученных с помощью РЭМ, можно видеть, что наиболее крупные частицы обладают субструктурой и состоят из более мелких частиц размерами от 20 до 40 нм (Рис.2а). Степень покрытия поверхности зависит от количества вводимого в плазменный поток металла. При уменьшении количества вводимого металла в два раза на поверхности кремния осаждаются отдельные частицы, и сплошное покрытие не образуется (Рис.2,б).

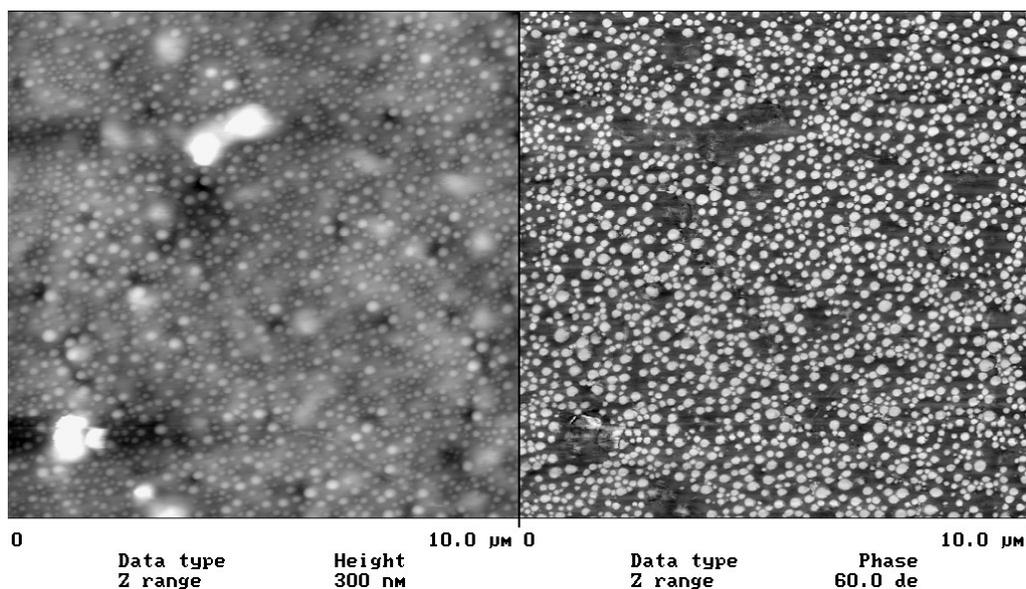


Рис.1. АСМ изображения поверхности кремния после воздействия компрессионным плазменным потоком.

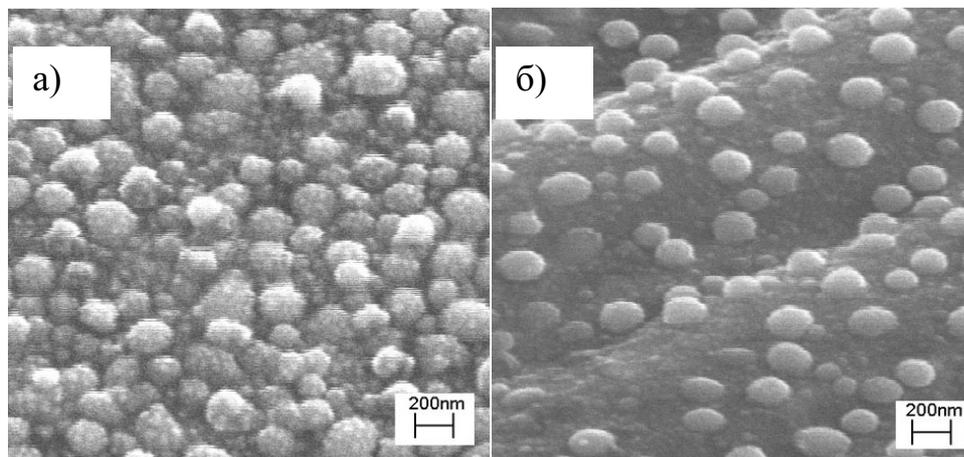


Рис.2. Фотографии РЭМ поверхности кремния после воздействия компрессионным плазменным потоком.

В данной работе продемонстрирован новый метод нанесения покрытий с низкоразмерной структурой. Анализ экспериментальных данных показал, что воздействие на поверхность кремния компрессионных плазменных потоков, сгенерированных в МПК одновременно с электрическим взрывом металлических проволочек, приводит к формированию на поверхности металлсодержащего монослойного наноструктурированного покрытия, состоящего из сферических частиц, средний размер которых составляет $\sim 100\text{-}200$ нм.

[1] Astashynski V.M., Ananin S.I., Askerko V.V., Kostyukevich E.A., Kuzmitski A.M., Uglov V.V., Anishchik V.M., Astashynski V.V., Kvasov N.T., Danilyuk L.A., Surface and Coatings Technology, 180-181, 392, (2004).

[2] Uglov V.V., Anishchik V.M., Astashynski V.V., Sveshnikov Yu.V., Astashynski V.M., Ananin S.I., Askerko V.V., Kostyukevich E.A., Kuzmitski A.M., Kvasov N.T., Danilyuk L.A., Proceedings of the V International Conference ION'2004, Kazimierz Dolny, Poland, 161, (2004).

АСМ анализ прорастающих V-дефектов в пленках $Cd_xHg_{1-x}Te$ выращенных методом МЛЭ

И.В.Сабина, А.К.Гутаковский, Ю.Г.Сидоров, А.В.Латышев

Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск

E-mail: sabinina@isp.nsc.ru; тел.: (3832) 34-49-23, факс (3832) 33-10-80

В пленках $Cd_xHg_{1-x}Te$ (далее КРТ), выращенных молекулярно-лучевой эпитаксией, наблюдаются характерные прорастающие, так называемые, V - дефекты. Снижение плотности этих дефектов необходимо при изготовлении многоэлементных фотоприемников, так как, попадая в активную область фотоприемных элементов, они могут ухудшать характеристики приборов. В настоящей работе приводятся результаты исследования микроморфологии и микроструктуры пленок КРТ методами атомно-силовой микроскопии (АСМ, SOLVER P-47H, NT-MDT) и просвечивающей электронной микроскопии (JEOL-4000EX). Сопоставление АСМ-изображений микроморфологии V-дефектов с ПЭМ-изображениями их микроструктуры на разных стадиях роста пленки КРТ оказывается эффективным способом исследования механизма

образования пленок. АСМ изображение, показанное на рис.1б является примером анизотропного периодического рельефа наблюдаемого на поверхности пленки (301) КРТ с периодом 100 нм и высотой 5 нм. В результате исследования механизма образования V- дефектов [1] было установлено, что помимо условий роста КРТ- температуры осаждения и соотношения потоков ртути и теллура, критическим параметром являются возмущения рельефа ростовой поверхности. На рис.2а приведено АСМ- изображение ростовой поверхности пленки КРТ, выращенной в неоптимальных условиях на поверхности буферного слоя, содержащего неровности. На этих участках поверхности регулярный рельеф нарушается: линии рельефа меняют направление, увеличивается амплитуда и период колебаний рельефа.

По данным ПЭМ (рис.2б) в этих облас-

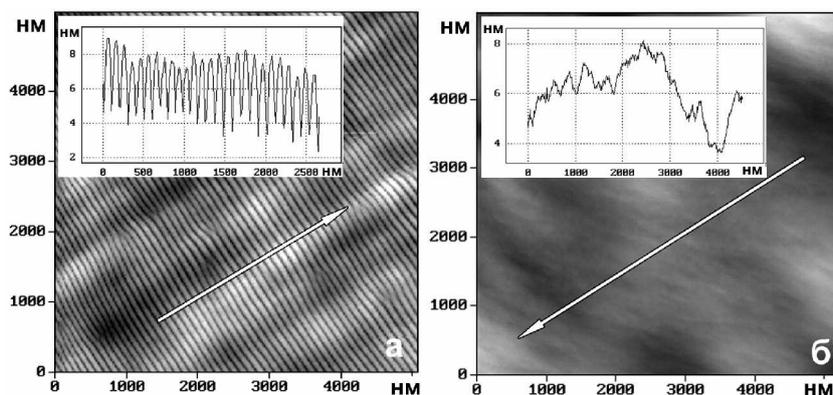


Рис.1. АСМ изображения поверхности пленок (301) $CdHgTe$ выращенных при неоптимальных (а) и оптимальных (б) условиях роста и соответствующие профили рельефа вдоль белых линий.

формирования V-дефектов.

Согласно данным АСМ наблюдаются два типа рельефа ростовой поверхности пленок МЛЭ КРТ ориентации (301): изотропный рельеф, когда холмы и долины распределены статистически (рис.1б) и анизотропный, когда холмы и долины вытянуты приблизительно вдоль направления [100] (рис.1а).

При этом первый тип рельефа доминирует в оптимальных условиях эпитаксии, а второй при отклонении условий роста от оптимальных. Исследование в АСМ большого количества пленок КРТ показало, что средняя высота макроступеней и расстояние между ними зависят от ориентации поверхности и условий выращива-

ния пленки. По мере роста пленки в этих местах возмущения рельефа формируются области нарушенной структуры, представляющие собой центральную часть дефекта (рис.3). Сопоставление АСМ- изображения микроморфологии V- дефекта с ПЭМ-изображением его микроструктуры (рис.3 а,б) позволяет сказать, что V- дефект представляет собой сложное образование, содержащее двойниковые ламели, дефекты упаковки и области нарушенной структуры с повышенным содержанием теллура. Вблизи V- дефекта наблюдаются характерные возмущения рельефа поверхности пленки КРТ. Од-

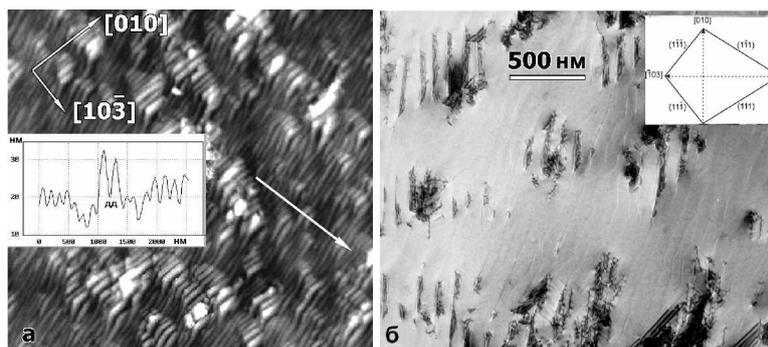


Рис.2. АСМ изображение , 9x9 мкм², (а) и ПЭМ изображение (б) поверхности пленки (301) CdHgTe, выращенной при неоптимальных условиях роста. На вставке (б) показаны следы пересечения плоскостей {111} с поверхностью (301).

новременное исследование микроморфологии и микроструктуры V-дефектов на разных стадиях

GaAs, Si, CdTe, позволяет заключить, что причины зарождения и механизм формирования порас-

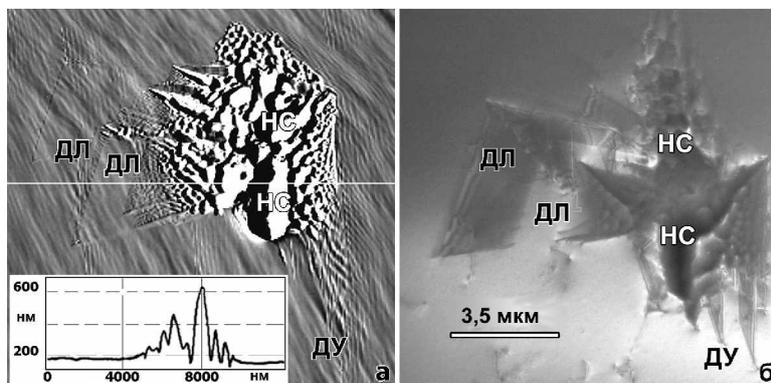


Рис.3. Типичное АСМ изображение , 12x12 мкм² (а) и ПЭМ изображение (б) V-дефекта на поверхности пленки (301) CdHgTe . Вставка на рис.(а) показывает профиль рельефа вдоль белой линии.

роста пленки КРТ позволило установить, что зарождение V-дефектов происходит в неоптимальных условиях роста в результате захвата избыточного теллура на возмущениях рельефа, показанных на рис.2. Исследование пленок КРТ различных ориентаций (112), (301), (100), выращенных на подложках из разных материалов

тающих V-дефектов не зависят от ориентации и материала подложки.

[1] Sabinina, I.V., Gutakovsky, A.K., Sidorov, Yu.G., Latyshev, A.V., J. Crystal Growth, 274, 339 (2005).

АСМ диагностика поверхности кремния в условиях плоского капилляра

Е.Е. Родякина, А.В.Латышев

Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия
Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия
E-mail: erodyakina@ngs.ru; тел.: (3832) 30-90-82; факс (3832) 33-10-80

В зависимости от термодинамических и кинетических условий кристалл имеет различную атомную структуру, что необходимо учитывать при предсказании изменения поверхностной морфологии при различных обработках кристалла-подложки. К сожалению, экспериментальная реализация равновесных термодинамических условий затруднена, а в большинстве случаев просто невозможна. Это объясняет отсутствие таких исследований в литературе. Это связано с тем, что для перехода поверхности в равновесное состояние, необходим существенный массоперенос по поверхности, что требует достаточно высоких темпов диффузии адатомов, которые реализуются при повышенных температурах. Следовательно, для достижения термодинамического равновесия при достаточно низкой температуре необходимо длительное время (многократно превышающее время эксперимента), а при высокой температуре время перехода уменьшается, но появляется процесс сублимации адатомов с поверхности, что делает состояние поверхности неравновесным. Таким образом, существует только относительно узкий интервал температур для перехода системы в квазиравновесное состояние, когда диффузия достаточно быстрая, а сублимацией можно еще пренебречь.

Для реализации равновесного состояния на поверхности в более широком температурном интервале, нами применен метод плоского капилляра, состоящего из двух пластин кремния, обращенных навстречу друг другу, расположенных на близком расстоянии (менее 500 мкм) и разделённых по краям диэлектрическим материалом (рис. 1). Одна пластина служит объектом исследования, а другая источником атомов кремния. Обе пластины нагревались прямым пропусканием электрического тока. Предлагаемая конструкция позволила осуществлять плавный переход образца при постоянной температуре от сублимации к эпитаксии посредством изменения температур пластин. Заметим, что в процессе этого перехода в промежуточном состоянии может быть реализовано так называемое квази-термодинамическое равновесие: поток атомов с поверхности исследуемого кристалла будет компенсирован потоком атомов на исследуемую поверхность из другого кристалла, по крайней мере, в интервале высоких температур (более 900⁰С).

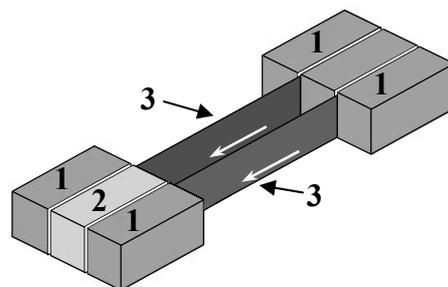


Рис.1. Схема плоского капилляра: 1 – электроды, 2 – диэлектрическая прокладка, 3 – исследуемые образцы кремния, белые стрелки – направления нагревающего тока.

Эксперименты проводились в вакуумной камере, откачиваемой диффузионным насосом, что позволяет создавать вакуум $\sim 10^{-5}$ Торр. После термического отжига в вакууме образцы кремния (111), вырезанные из пластин с малой разориентацией, извлекались на воздух. Температура образцов контролировалась оптическим пирометром. Поверхность образцов исследовалась методом атомно-силовой микроскопии (SOLVER P-47H, NT-MDT) при атмосферных условиях.

После отжига одного образца в течение 15 мин при температуре 1100⁰С, поверхность кремния получается шероховатой (рис. 1а). На рис. 1б представлено типичное распределения по высоте для такой шероховатой поверхности. Среднеквадратичное отклонение от среднего приблизительно равно полуширине пика на полувысоте (1,15 нм). После отжига одного образца в течение 30 мин при температуре 1280⁰С, шероховатость поверхности кремния значительно уменьшилась (рис. 1в), среднеквадратичное отклонение составило 0,16 нм (рис. 1г). Но полученный рельеф нельзя идентифицировать, как ступенчатый. При отжиге образцов в условиях плоского капилляра, в течение 15 мин при температуре 1150⁰С на поверхности кремния наблюдались моноатомные ступени, полосы различного контраста соответствуют различным террасам (рис. 1д). Среднеквадратичное отклонение составило 0,19 нм. Заметим, что после выравнивания изображения (рис. 1е) распределение по высоте демонстрирует отдельные пики, расстояния между соседними

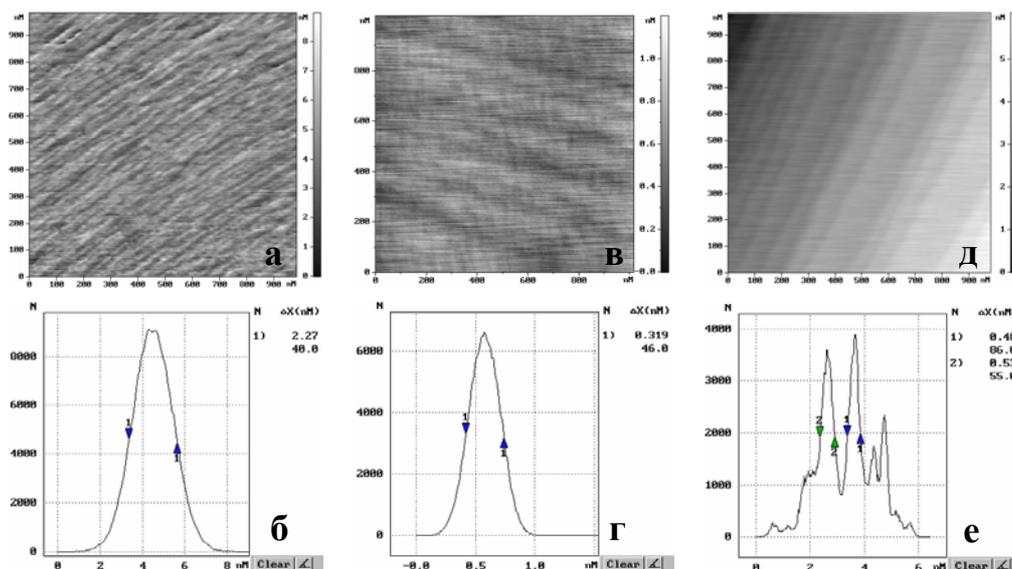


Рис.2. АСМ-изображение поверхности Si(111) ($1 \times 1 \text{ мкм}^2$) после отжига и распределение по высоте по данной площади одного образца (а, б, в, г), образца в условиях плоского капилляра (д, е).

пиками соответствуют высоте моноатомной ступени на поверхности кремния(111) ($0,314 \pm 0,05 \text{ нм}$).

В данной работе проведен сравнительный анализ атомных процессов на поверхности кристалла при одинаковой температуре, но при различных условиях: эпитаксиальном росте, сублимации и термодинамическом равновесии. Для этого мы использовали эффект эшелонирования ступеней, инициированный электромиграционными процессами при нагреве кристалла-подложки прямым пропусканием электрического тока [1]. Плотность ступеней между эшелонами значительно меньше, чем при равномерном распределении, что позволяет анализировать состояние квазиравновесия и процессы эпитаксии и сублимации на террасах вдали от ступеней.

На рисунке 3 представлено изображение террас и ступеней между эшелонами при разных давлениях остаточной атмосферы вокруг капилляра. При относительно высоком внешнем давлении ($\sim 10^{-4}$ Торр) в пространство между пластинами попадают элементы остаточной атмосферы, и происходит травление кремния, например кислородом (рис. 3а). Кроме того, на поверхности остаются загрязнения, которые образуют большое количество центров торможения для ступеней. Линия ступеней становятся изломанной, что указывает на травление поверхности кислородом, наблюдаемое в СВВ ОЭМ [2].

Если давление внешней атмосферы становится на порядок меньше, линия ступени становится прямой (рис. 3б). Таким образом, существует некоторая критическая величина разницы внешнего давления и давления между пластинами кремния в капилляре.

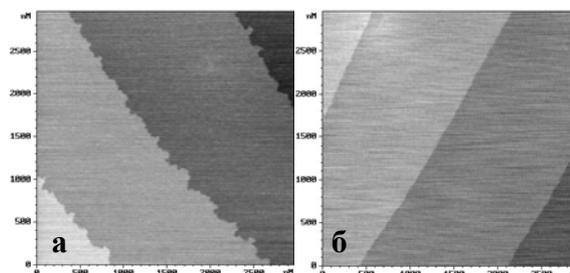


Рис.3. АСМ-изображение ступеней между эшелонами на поверхности Si(111) после отжига в условиях плоского капилляра $P_{\text{внеш}} \sim 10^{-4}$ Торр (без азотной ловушки) (а) и $P_{\text{внеш}} \sim 10^{-5}$ Торр (с азотной ловушкой) (б).

Таким образом, применение метода плоского капилляра позволяет снизить требования к вакуумным условиям при проведении термического отжига, так как при определённых температуре образцов и расстоянии между ними давление паров кремния в капилляре выше давления остаточной атмосферы. При этом поверхность кремния (111) получается достаточно чистой, то есть содержит моноатомные ступени без центров торможения.

В данной работе исследуется рельеф поверхности в зависимости от расстояния между образцами и их температур. Полученные результаты обсуждаются в рамках различных теоретических подходов.

[1] A.V. Latyshev, A.L.Aseev, A.B. Krasilnikov and S.I. Stenin, Surface Sci., 213 (1989), 157-169.

[2] С.С. Косолобов, А.Л. Асеев, А.В. Латышев, Физика и техника полупроводников, 35 (2001), 1083-1091.

Исследование полупроводниковых двухчастотных лазеров методом спектрально разрешенной Ближнепольной Сканирующей Оптической Микроскопии.

Д.О. Филатов¹, Г.А. Максимов¹, В.В. Левичев¹, С.М. Некоркин²

¹Научно образовательный центр: Физика твердотельных наноструктур, Нижний Новгород. Нижегородский Государственный Университет им. Лобачевского.

²Научно-исследовательский физико-технический институт, ННГУ
e-mail: LevichevV.V@phys.unn.runnet.ru

Исследование полупроводниковых лазерных диодов (ЛД) - важная область применения Ближнепольной Сканирующей Оптической Микроскопии (БСОМ) [1,2]. БСОМ позволяет визуализировать распределение интенсивности излучения ЛД в ближнем поле с разрешением до 50 нм[3].

Для создания двухчастотных лазеров необходим метод исследования модовой структуры излучения ЛД. В данной работе впервые применена спектрально разрешенная БСОМ для исследования ЛД InGaP/GaAs/InGaAs с квантовыми ямами (КЯ), излучающих на длинах волн 1.005 μm (λ_1) и 1.030 μm (λ_2). Для определения расположения КЯ в волноводе ЛД применяли атомно-силовую микроскопию (АСМ). Для получения ближнепольных изображений использовался БСОМ ТороMetrix Aurora с пьезоэлектрическим сенсором обратной связи типа tuning

fork [4]. Излучение лазера собиралось ближнепольным зондом и поступало на монохроматор МДР-2 и регистрировалось с помощью кремниевоего фотодиода.

На рисунке 1 представлены спектрально разрешенные БСОМ изображения излучающей апертуры и профили интенсивности света в направлении перпендикулярном р – п переходу. БСОМ изображение на рисунке 1(а) был записан на длине волны $\lambda_1=1.005 \mu\text{m}$, которое соответствует излучению КЯ1. Генерация на λ_1 имеет место в основной моде. Распределение света на рисунке 1(б) записано на $\lambda_2=1.030 \mu\text{m}$ (КЯ2) с двумя основными пиками на профиле моды, которое означает что генерация на длине волны λ_2 происходит в моде второго порядка, как и предполагалось при разработке ЛД.

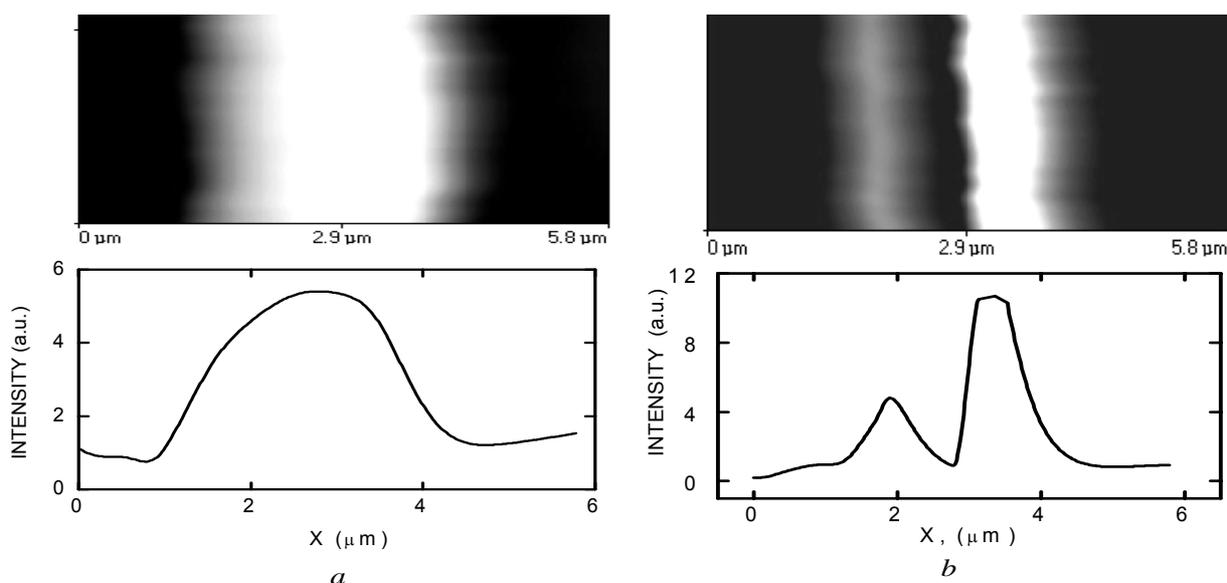


Рис. 48. Спектрально – разрешенные БСОМ – изображения и профили линии излучающей апертуры двухчастотного ЛД. Длина волны излучения *a* – 1005 нм , *b* – 1030 нм. Ток накачки 0.2 А

Наряду с пространственной структурой излучения мы одновременно получаем изображение топографии излучающей области, что позволяет сопоставить структуру излучения и геометрию исследуемого лазера. Амплитуда колебаний острия и фаза колебаний, относительно возбуждающего напряжения, (напряжения генератора пьезодрайвера) являются параметрами, которые зависят от величины взаимодействия колеблющего острия и поверхности образца. Получение изображения сигнала фазы

параллельно с топографическим изображением поверхности позволяет получить некоторую дополнительную информацию о деталях поверхностной структуры.

Детектирование фазы происходит при относительно малых амплитудах или при необходимости высокой чувствительности для устойчивости обратной связи. Режим Phase Imaging позволяет получить более чётко выраженную картину волноводных слоёв.

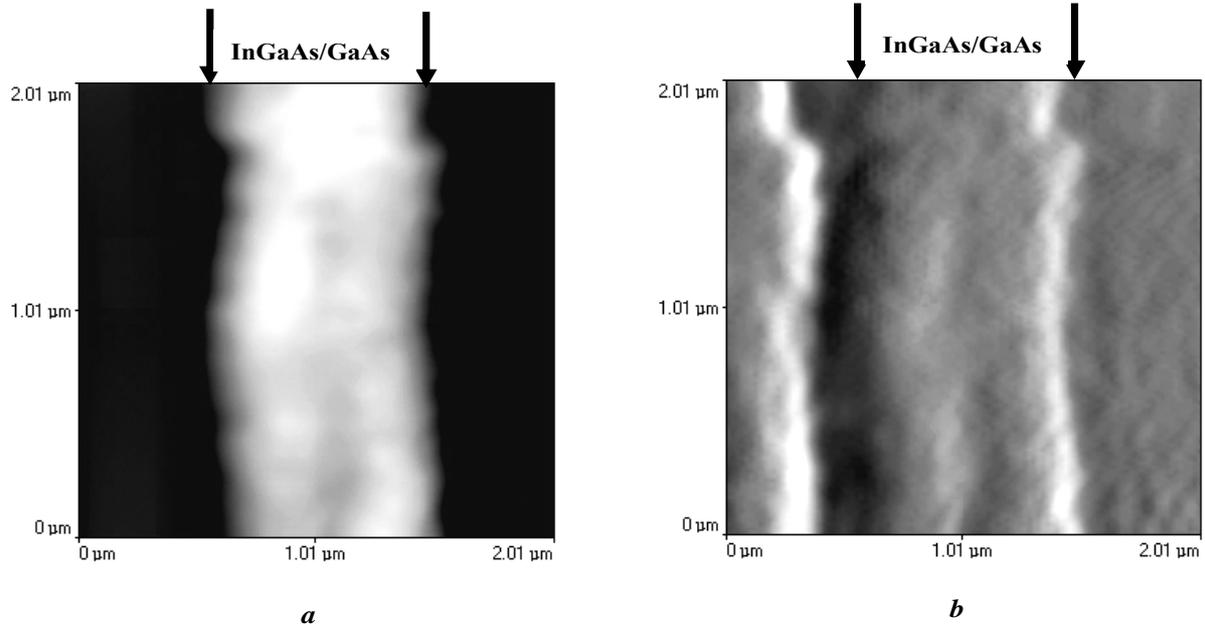


Рис.2 Структура активной области ЛД полученная БСОМ; *a* – БСОМ/АСМ изображение; *b* – фазовое изображение БСОМ.

На рисунке 2 представлены изображения излучающей области исследуемого лазера. Достаточно чёткое изображение геометрии получается в режиме Phase Imaging. Анализируя фазовое изображение, которое одновременно получается с изображением топографии, мы можем выявить геометрию волноводного слоя.

На рисунке 3 представлены профили геометрии активной области и профили распределения интенсивности излучения в ближнем поле исследуемого лазера. На основе этих данных мы сопоставляли структуру излучения и геометрию исследуемого лазера

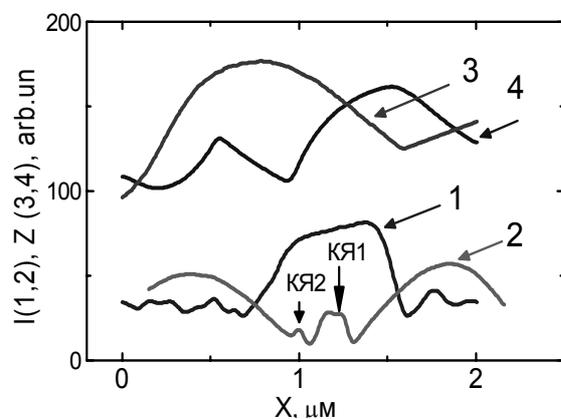


Рис.3 Профили геометрии активной области ЛД (1,2) и интенсивности излучения в ближнем поле (3,4). 1 – БСОМ, 2 – АСМ, 3 – Основная мода, 4 – мода второго порядка.

Работа выполнена при поддержке Российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (№ гранта REC-NN-001).

- [1]. M.A.Paesler, P.J.Moyer. Near-Field optics: theory, instrumentation, and applications. Wiley,1996.
- [2]. M.S.Ünlü, B.B.Goldberg, W.D.Herzog and D.Sun, E.Towe. Appl.PhysLett. 67, 1862 (1995).
- [3]. W.D.Herzog, M.S.Ünlü, B.B.Goldberg, G. H.Rhodes and C.Harder Appl. Phys Let. 70, 688 (1997).
- [4]. K.Karrai, R.D.Grober. Appl. Phys. Lett. 66, 1842 (1995).

Исследование влияния предварительной имплантации подложек GaAs на свойства эпитаксиальных наноструктур с квантовыми точками в системе InAs/GaAs

Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, В.С. Туловчиков, В.К. Васильев,
Е.И. Малышева, О.В. Вихрова

Научно-исследовательский физико-технический институт
Нижегородского государственного университета, г. Нижний Новгород, Россия
e-mail: Tulovchikov@phys.unn.runnet.ru

Процессы спонтанного возникновения периодически упорядоченных структур (самоорганизация) на поверхности и в эпитаксиальных пленках полупроводников интенсивно изучаются в связи с необходимостью получения наноструктур с размерами 1-100 нм для опто- и микроэлектроники нового поколения.

Известно, что формирование массива достаточно однородных по размерам, бездислокационных, напряженных нанокластеров In(Ga)As, обладающих свойствами квантовых точек (КТ), может быть реализовано на подложках GaAs при молекулярно-лучевой и МОС-гидридной эпитаксии [1,2]. Процесс самоорганизованного роста КТ в различных полупроводниковых гетеросистемах (и, в частности, в системе InAs/GaAs) подчиняется механизму Странского-Крастанова, описывающего особенности послойной эпитаксии материалов, имеющих рассогласование по постоянной решетки. При некоторой толщине смачивающего слоя выращиваемого полупроводника в системе накапливается большая упругая энергия, снижение которой достигается путем роста островков. Известны также основные факторы, влияющие на кинетику роста КТ [2], важнейшими из которых являются температура процесса и соотношение концентраций компонентов. На форму и однородность распределения по размерам наноструктур существенным образом влияет введение в систему дополнительной примеси – сурфактанта. В работе [3] методами атомно-силовой микроскопии и фотолюминесценции (ФЛ) показано, что введение в растущий в системе InAs/GaAs слой КТ примеси висмута приводит к существенному улучшению как геометрических параметров массива КТ (повышение однородности размеров), так и излучательных свойств квантово-размерной структуры (сужение линий ФЛ). Однако реальная возможность введения в реактор различных примесей ограничена. Поэтому использование МОС-гидридного метода выращивания структур в комплексе с ионной имплантацией, у которой практически нет ограничений в выборе вводимой примеси, позволяет расширить возможности эпитаксии. В этой связи задача экспериментального исследования свойств КТ, выращенных на предварительно имплантируемых различными

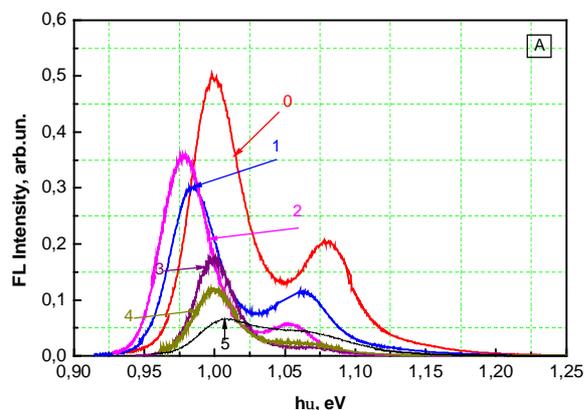
ионами буферных слоев GaAs, в зависимости от режимов внедрения ионов весьма актуальна.

В настоящее время о применении ионной имплантации для контроля параметров массивов КТ в научной литературе имеются лишь отдельные сообщения. Так, в работе [4] наблюдалось изменение положения полосы ФЛ в InAs КТ, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, в результате облучения ионами Mn^{+} через покровный слой.

В данной работе исследовано поведение поверхностной морфологии и спектра ФЛ наноструктур с КТ, выращенных в системе InAs/GaAs на подложках GaAs с буферными слоями, предварительно имплантированными ионами N^{+} , B^{+} и As^{+} (дозы в интервале 10^{11} - 10^{15} см⁻², энергия 30 кэВ). Подготовка образцов проводилась в рамках отработанного процесса получения структур с КТ: выращивание при 650°C буферного слоя до 600 нм, имплантация ионов при комнатной температуре, отжиг при 650°C, выращивание слоя InAs КТ до 2 нм при 520°C, зарастивание активного слоя слоем GaAs в 30 нм..

Результаты исследования морфологии структур с КТ на имплантированных образцах показали, что имплантация ионов в значительной степени влияет на рельеф поверхности через изменение плотности, размера и характера расположения собственно КТ и дислоцированных кластеров фазы InAs. Для малых доз ионов N^{+} (10^{11} - 10^{13} см⁻²) имеет место уменьшение в 2-3 раза плотности кластеров высотой 150-190 нм, появление скопления более мелких кластеров (до 25 нм), что важно в случае выращивания многослойных структур. Имплантация выявляет избирательность расположения КТ, связанную с полями упругих напряжений и скоплениями дефектов подложки. Внедрение ионов B^{+} в интервале доз 10^{12} - 10^{14} см⁻² повышает однородность рельефа за счет снижения плотности больших дислоцированных кластеров InAs и активизации с дозой процесса зарастивания ступеней. Влияние ионного легирования на спектры ФЛ показано на рис.1,2. Увеличение интенсивности ФЛ и красное смещение спектра ФЛ КТ наблюдается для низких доз и определенных сочетаний видов иона и сурфактанта. Примечательно, что эти эффекты для всех ионов наиболее значительны для доз, лишь на

порядок превышающих плотность КТ. Интересной является роль азота, различным образом



проявляющего себя при использовании в качестве лигатуры при росте КТ и имплантации.

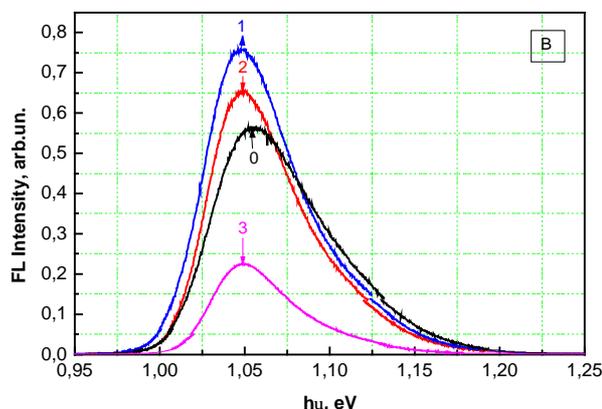


Рис.1. Спектры фотолуминесценции КТ InAs, выращенных на буферном слое GaAs, имплантированного различными дозами As^+ : А – КТ, легированные в процессе роста висмутом; В – КТ, легированные в процессе роста азотом. Цифрами обозначена доза ионов As^+ : 0 – неимплантированный, исходный образец; 1- $6.25 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$; 2- $6.25 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; 3- $6.25 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$; 4- $6.25 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, 5 – 10^{15} см^{-2} .

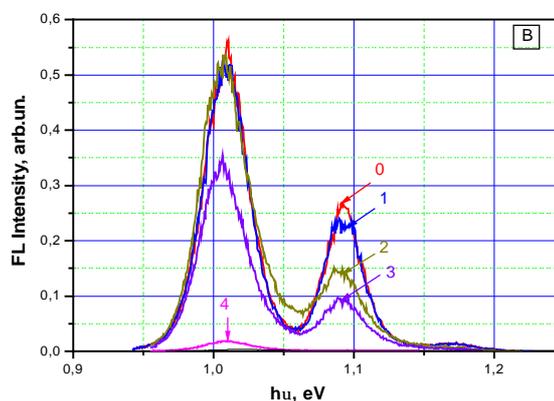
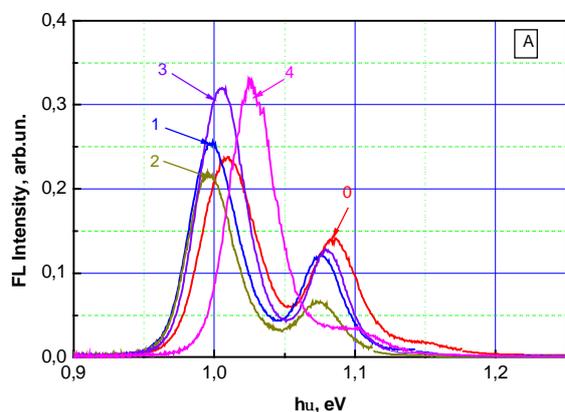


Рис. 2. Спектры фотолуминесценции КТ InAs, легированных в процессе роста висмутом, выращенных на буферном слое GaAs, имплантированном различными дозами ионов бора (А) и азота (В). Цифрами обозначена доза ионов: 0 – неимплантированный, исходный образец; 1- $6.25 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$; 2- $6.25 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; 3- $6.25 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$; 4- $6.25 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$; 5 – 10^{15} см^{-2} .

Выяснение радиационного и химического влияния примеси на свойства КТ требует дополнительных исследований в обозначенной области. Эффекты ионной имплантации связаны не только с введением примесей. Влияние, которое может оказывать ионная имплантация на процессы выращивания квантово-размерных гетероструктур, гораздо более сложное, чем просто легирование. Важным следствием имплантации является изменение упругих характеристик ионно-легированных областей. Дозированное введение радиационных дефектов в полупроводниковую подложку имплантацией легких ионов меняет упругую энергию гетеросистемы. При внедрении достаточно тяжелых ионов в монокристаллической подложке создаются разупорядоченные области, которые после термообработки в реакторе превращаются в массив нанокластеров, имеющих упругие характеристики и состав, отличающиеся от характеристик матрицы. Поверхностная плотность этих нанокластеров управляется дозой ионов и условиями отжига. Таким образом, при проведении последующего эпитаксиального

процесса возникают места предпочтительного роста КТ, плотность которых зависит от сорта и дозы ионов.

Изучение особенностей формирования и легирования квантово-размерных гетероструктур с КТ в системе полупроводников A^3B^5 при использовании ионной имплантации может рассматриваться как одно из важных направлений исследований в области инженерии квантовых наноструктур.

- [1] Карпович И.А. Соросовский образовательный журнал, 2001, т.7, в.10, с.1-7.
- [2] Леденцов Н.Н., Устинов В.М., Щукин В.А., Копьев П.С., Алферов Ж.И., Бимберг Д. Физ.техн.полупроводн. 1998, т.32, в.4, с.385-410.
- [3] Zvonkov B.N., Karpovich I.A., Baidus N.V., Filatov D.O., Morozov S.V., Gushina Yu.Yu. Nanotechnology, 2000, v.11, p.221-226.
- [4] P.J. Wellmann, W.V. Schoenfeld, J.M. Garcia, P.M. Petroff. Journal of Electronics Materials. 1998, v. 27, n. 9, p.1030-1033.

Сравнительные АСМ и РРМ исследования островков германия на поверхности кремния

О.Г.Удалов¹, В.Л.Миронов¹, М.В.Шалеев¹, А.В.Новиков¹
Т.Dziomba², I.Busch²

¹Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия

²Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Bundesallee 100, Braunschweig, Germany

e-mail: udalov@ipm.sci-nnov.ru

Методы рентгеновской рефлектометрии (РРМ) и атомно-силовой микроскопии (АСМ) широко применяются для изучения наномасштабных шероховатостей поверхности. В работах [1,2] на примере кварцевых подложек было показано, что выбор модели поверхности существенно влияет на интерпретацию данных рентгеновских измерений и может приводить к различию в оценках характеристик шероховатости поверхности, сделанных на основе данных АСМ и РРМ. Было продемонстрировано, что на основе рельефа поверхности, полученного с помощью АСМ, можно рассчитывать любые характеристики рентгеновского излучения отраженного такой поверхностью.

Настоящая работа посвящена сравнительным АСМ и РРМ исследованиям структур, представляющих собой островки германия, выращенные на поверхности кремниевой подложки. Проведены АСМ и РРМ исследования таких структур, а также проведено моделирование РРМ экспериментов на основе АСМ изображений поверхности исследуемых образцов.

РРМ исследования проводились на рентгеновском дифрактометре "D5000" фирмы Siemens, а также на дифрактометре "Philips - X'Pert Pro" (длина волны $\lambda = 0.154$ нм). Измерения угловых зависимостей коэффициента отражения проводились в диапазоне углов скольжения от 0 до 2 град. АСМ исследования поверхности тех же образцов проводились с помощью атомно-силовых микроскопов "Solver P7LS" и "LS-SFM".

В работе использовались образцы, представляющие собой островки германия, выращенные на поверхности кремниевой подложки. Островки выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии [3]. В таблице 1 приведены параметры роста островков, а также

данные об их размерах, полученные с помощью атомно-силовой микроскопии.

При расчете коэффициента отражения рентгеновского излучения от поверхности исследуемых образцов применялось борновское приближение искаженных волн (DWBA) [4]. Расчет проводился двумя способами. В первом при расчете коэффициента отражения использовалась модель поверхности, в которой высоты и латеральный размер всех островков считались одинаковыми. В рамках этой модели предполагалось, что все островки имеют параболическую форму и состоят из чистого германия, а поверхность, не покрытая островками, имеет шероховатость гауссового типа. Входными данными при расчете были три параметра: высота островков (A), относительная площадь покрытия поверхности кремния островками (S) и шероховатость поверхности кремния между островками (σ).

Другой способ основан на использовании для расчета коэффициента отражения непосредственно АСМ рельефа поверхности. По АСМ изображениям определялась площадь, покрываемая островками, а также распределение по высотам, необходимое при расчете коэффициента отражения в рамках приближения DWBA.

Исследования образцов 1 и 2 проводились спустя несколько месяцев после их изготовления, а образец 3 был исследован непосредственно после его изготовления.

На рисунке 1 представлены экспериментальные и рассчитанные на основе модели параболических островков угловые зависимости коэффициента отражения для образцов 1 и 2. Как видно, результаты расчетов хорошо описывают экспериментальные данные. Однако параметры островков, для которых достигается наилучшее совпадение теоретических и экспериментальных кривых

Таблица 1.

Номер образца	Температура роста (°C)	Количество, осажденного германия (мг)	Высота островков (нм)	Латеральный размер (нм)	Площадь, покрываемая островками (%)
1	650	8,3	14	100	18-29
2	600	8	10	50	30-50
3	600	8	12	90	35-40

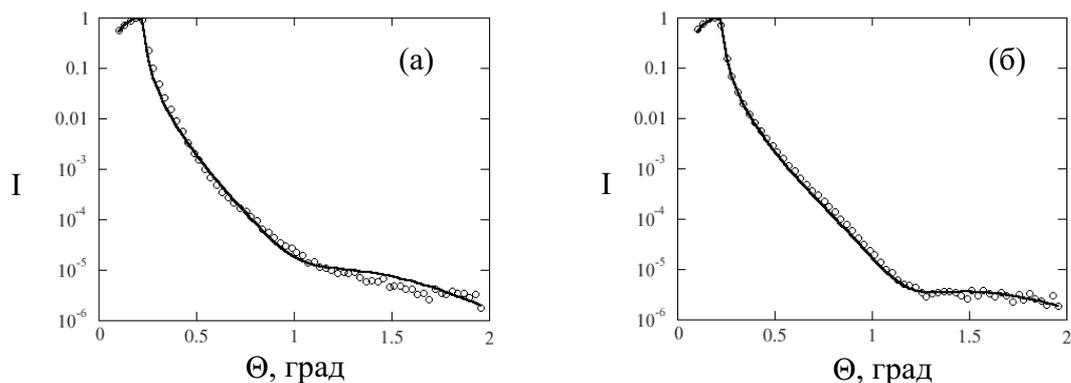


Рис. 1. Угловые зависимости коэффициента отражения (а) – образец 1, (б) – образец 2. Кружки – данные эксперимента, сплошная линия – теоретический расчет

Таблица 2.

Номер образца	Высота островков A (нм)	Площадь покрытия S (%)	Шероховатость кремния σ (нм)
1	3.4	31	0.051
2	3.0	36	0.018

(таблица 2), существенно отличаются от АСМ оценок этих параметров.

Необходимо отметить, что поведение экспериментальных угловых зависимостей коэффициента отражения может быть описано также с использованием модели тонкой пленки (толщиной порядка 1 нм) на поверхности кремния, приводящей к появлению интерференционных минимумов на кривой зеркального отражения.

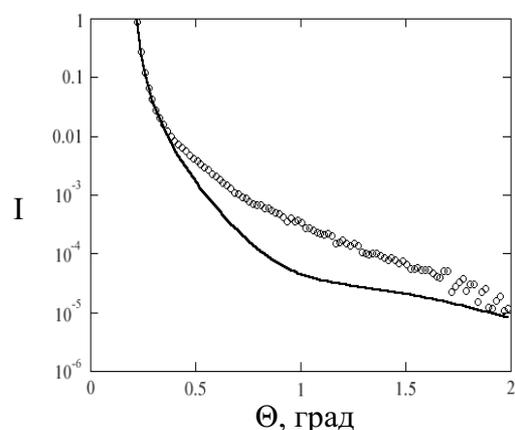


Рис. 2. Угловые зависимости коэффициента отражения для образца 3. Кружки – данные эксперимента, сплошная линия – теоретический расчет

В отличие от 1-го и 2-го образец 3 был исследован непосредственно после изготовления. На рис. 2 представлена угловая зависимость коэффициента отражения рентгеновского излучения от поверхности образца 3. АСМ измерения показали, что параметры островков на поверхности этого образца близки к параметрам островков первых трех образцов. Однако, как видно из рисунка, особенность в области углов больше 1 градуса отсутствует. Возможно,

различие в поведении экспериментальных угловых зависимостей коэффициента отражения для образцов 1,2 и образца 3 обусловлено появлением с течением времени пленки оксида кремния и германия на поверхности первых двух образцов и ее отсутствием на поверхности образца 3.

Таким образом, при наличии на поверхности пленки оксида методы АСМ и РРМ дают различную информацию о поверхности. Данные РРМ содержат в основном информацию именно о пленке на поверхности образца, которую нельзя обнаружить с помощью АСМ. В то время как АСМ позволяет обнаружить островки и изучать их геометрические характеристики.

На рис. 2 представлены результаты расчета угловой зависимости коэффициента отражения непосредственно по АСМ изображению образца 3. Как видно из рисунка, результаты расчета существенно отличается от данных, полученных в РРМ эксперименте. Возможной причиной подобного расхождения, является то, что использованная в расчетах модель поверхности не учитывает наличие смачивающего слоя германия, а также присутствие в островках не только германия, но и (до 25%) кремния.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 04-02-16556).

- [1] Н.В.Востоков, С.В.Гапонов, В.Л.Миронов и др. // Поверхность, 2001, № 1, с. 38.
- [2] В.Л.Миронов, О.Г.Удалов // Известия РАН. Серия Физическая, 2005, т. 69, № 2, с. 271.
- [3] Н.В.Востоков, З.Ф.Красильник, Д.Н.Лобанов и др. // ФТТ, 2004, т. 46, вып. 1, с. 63.
- [4] Sinha S.K., Sirota E.B., Garoff S., et al // Phys. Rev. B, 1988, v. 38, № 4, p. 2297.

Интерференция и пространственная локализация оптических поверхностных поляритонов

А.В. Гамазков, Г.А. Марциновский, Д.С. Смирнов, Г.Д. Шандыбина

Санкт-Петербургский Государственный Университет Информационных Технологий, Точной Механики и Оптики, ул. Саблинская, д. 14, Санкт-Петербург, Россия

e-mail: basilisk@narod.ru

Одним из подходов к решению проблемы локализации излучения в нанооптике является использование структур с фотонными зонами (photonic band gap structures, PBGS), где в результате интерференции света, многократно рассеянного на периодических наноструктурах, происходит его локализация и появляется возможность его направляемого распространения на субмикронных масштабах. Практическая реализация PBGS возможна путем формирования периодических структур на поверхности металлических пленок или системы упорядоченных металлических нанобразований на диэлектрической подложке. В таких системах происходит возбуждение, многократное рассеяние и интерференция поверхностных плазмон-поляритонов, приводящие в результате к заметной пространственной локализации светового излучения. Большой интерес к таким поверхностным структурам связан с тем, что они достаточно просты с точки зрения технологии их изготовления и могут быть интегрированы с другими оптоэлектронными элементами.

В данной работе проведено теоретическое исследование возбуждения и распространения поверхностных поляритонов (ПП) в системах упорядоченных неоднородностей субмикронных размеров.

Для описания ПП оптического диапазона в субмикронных поверхностных структурах было использовано представление о возбуждении цилиндрического типа (т.н. цилиндрических плазмон-поляритонах ЦПП), которые впервые были рассмотрены в работах [4, 5] в связи с проблемой образования периодических структур на поверхности проводящих сред при облучении их лазером. Как и плоская ПЭВ, ЦПП является частично продольной волной ТМ-типа и экспоненциально затухает по обе стороны границы раздела сред, одна из которых поверхностно активна. Однако, в отличие от плоской волны ЦПП исходит из некоторого центра и за счет радиального разбега затухает по мере удаления от него вдоль поверхности. Радиальное распределение полей в ЦПП описывается функциями Ханкеля, а угловая структура этой волны характеризуется наличием выделенного направления, задаваемого поляризацией падающего света.

Результирующее световое поле на поверхности в зависимости от геометрии неоднородностей представлено как

суперпозиция поля возбуждающей волны и полей ЦПП, возбуждаемых на неоднородностях.

На основе описанной модели был проведен расчет распределения светового поля в простейшей структуре, состоящей из массива упорядоченно расположенных рассеивающих центров с прямолинейным каналом, в пределах которого рассеиватели отсутствуют. В такой структуре распределение светового поля существенно изменяется при изменении соотношения между длиной волны излучения и периодом упорядоченной структуры (рис.1). Можно также показать, что при определенном соотношении параметров в подобной структуре возможно возникновение волноводного эффекта, при котором излучение преимущественно локализовано внутри канала между массивами рассеивателей. При этом для различных мод ЦПП, возбуждаемого на единичном рассеивателе, условия локализации излучения оказываются различными. Таким образом, можно сделать вывод о том, что для повышения эффективности локализации излучения в подобных фотонных структурах необходимо обеспечить условия, в которых на точечных рассеивателях падающая волна преобразуется преимущественно в моду одного определенного порядка.

Пространственное распределение поля в описанных выше упорядоченных структурах также зависит от направления поляризации возбуждающего излучения относительно осей структуры. Эта зависимость является следствием того, что распределение поля различных мод цилиндрического поверхностного поляритона, возбуждаемого на единичном рассеивателе, в свою очередь определяется поляризацией возбуждающего излучения.

Полученные результаты полностью согласуются с распределением полей, ранее наблюдавшихся экспериментально в подобных системах при помощи БСОМ другими исследовательскими группами [3].

Также был проведен анализ возбуждения поверхностных поляритонов в трехслойных средах с целью исследования возможности возбуждения поляритонных мод, которые с одной характеризуются величиной волнового вектора, значительно превышающей величину волнового вектора возбуждающего излучения, а с другой стороны обладают достаточно большой длиной пробега.

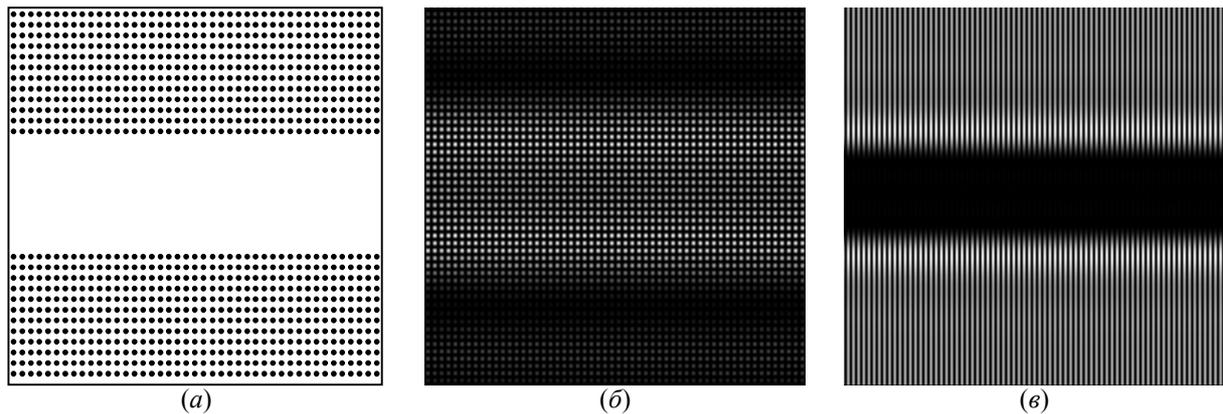


Рис.1 Результат расчета поля ПП в массиве упорядоченных точечных рассеивателей (а) для различных соотношений между волновым числом возбуждаемого ПП, k_s , и периодом структуры d : (б) - $d=(N+1/2)/k_s$; (в) - $d=N/k_s$.

Установлено, что существование подобных мод возможно в среде, представляющей собой слой материала с малой отрицательной диэлектрической проницаемостью, находящийся между диэлектриком и поверхностно-активной средой. При этом действительная часть диэлектрической проницаемости внутреннего слоя должна быть меньше показателя преломления граничащей с ней диэлектрической среды.

Особенностью такой структуры является то, что распространение ТМ-моды ПП вдоль любой из границ при бесконечной толщине внутреннего слоя невозможно, поскольку нарушается основное условие существования поверхностных поляритонов. Вместе с тем, при конечной толщине поверхностно-неактивного слоя волна проникает сквозь него, в результате чего происходит «зацепление» ПП с поверхностно-активной средой.

Отличительной особенностью частотной дисперсии в данной структуре является существование двух ветвей (восходящей и нисходящей) на дисперсионной кривой, а также максимальной частоты и максимальной постоянной распространения для ПП при данной толщине слоя. Наличие двух ветвей дисперсионной кривой соответствует своеобразному перераспределению энергии в ПП при изменении ее параметров. На восходящей ветви основная энергия переносится, как обычно, по прозрачному диэлектрику. При этом групповая скорость волны совпадает по направлению с фазовой. При больших значениях волнового вектора энергия ПП, сосредоточенная в слое, оказывается больше, чем в диэлектрике, и ее преимущественный перенос осуществляется в направлении противоположном волновому вектору. Этому отвечает спадающий участок

дисперсионной кривой, где групповая скорость становится отрицательной.

Возможность возбуждения «медленных» поляритонных мод имеет большое значение в ближнепольной оптике, поскольку их наличие может приводить к пространственной модуляции светового поля с характерными периодами около 0.1 длины волны.

Таким образом, в работе была предложена сравнительно простая модель, описывающая закономерности распределения светового поля в системах упорядоченных поверхностных неоднородностей субмикронного размера. Проведенный анализ распространения ПП в многослойных средах показал, что наиболее перспективной средой для исследования эффектов, связанных с интерференцией ПП, является структура, состоящая из слоя материала с малой отрицательной диэлектрической проницаемостью, находящийся между диэлектриком и поверхностно-активной средой.

Работа поддержана грантом РФФИ 03-02-16617а и грантом Ведущей Научной Школы РФ 1370.2003.8

- [1] T.W.Ebbesen et al., Nature, **391**, 667 (1998);
- [2] S.I.Bozhevolnyi et al., Phys.Rev.Lett., **86**, 3008 (2001);
- [3] V.N.Konopsky, E.V.Alieva, J.of Modern Optics, **48**, 1597, (2001).
- [4] Либенсон М.Н., Румянцев А.Г., Оптика и спектроскопия, **60**, 4, 675 (1986).
- [5] Кособукин В.А., Либенсон М.Н., Румянцев А.Г. Возбуждение ПЭВ с различной геометрией фронта при дифракции света на рельефе поверхности, Препринт 1363 ФТИ АН СССР, Л.(1989).

Влияние условий внешней среды на распределение сил адгезии при исследовании полимерных материалов методом АСМ

А.М. Ляхович, А.Е. Муравьев

Физико-технический институт Уральского отделения РАН, ул. Кирова, 132, Ижевск, Россия
e-mail: uds@pti.udm.ru

Методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) исследовано формирование и свойства полимерных пленок с различной химической структурой. Пленки получали в низкотемпературной плазме гептана на металлической и полиэтилентерефталатной (ПЭТ) подложках. Использование в качестве подложки ПЭТ приводит к модификации продуктов конверсии гептана фрагментами ПЭТ, получающимися при травлении его в плазме [1]. Кислородсодержащие группы, входящие в состав ПЭТ, принимают участие в формировании пленки, облегчая создание более сшитой полимерной сетки, вследствие чего прочность пленки увеличивается в 1,5 раза. Сопоставление результатов, полученных методами РФЭС и краевого угла смачивания, показало, что распределение кислородсодержащих групп в поверхностных слоях пленок различно. В пленке, сформированной на ПЭТ, кислородсодержащие группы равномерно распределяются по ее толщине. В пленке же, полученной на металлической подложке, кислородсодержащие группы находятся только в поверхностных слоях, появляясь, в основном, после выноса ее из реактора, вследствие реакции свободных радикалов пленки с кислородом воздуха. Несмотря на то, что гидрофобности поверхностей пленок очень близки (краевые углы смачивания 75° и 77°), локальные адгезионные характеристики поверхности, определяемые из спектроскопических кривых - «сила взаимодействия (между зондом и поверхностью) - расстояние» различны. Так у пленки, сформированной на металле, F_z изменяется в диапазоне 6-18 нН, а на ПЭТ – в диапазоне 14-15 нН. Сила взаимодействия между зондом и поверхностью F_z напрямую связана с локальным распределением функциональных групп в поверхностном слое и с количеством адсорбированной воды на поверхности пленки. Спектроскопия адгезионных сил, проведенная при различной влажности окружающей среды, искусственно изменяемой в газожидкостном реакторе (ячейке), показала, что существует зависимость изменения диапазона F_z и средней величины сил адгезии (F_z^{cp}) от влажности среды для пленки, сформированной на металле и, практически, отсутствие таковой зависимости для пленки, сформированной на ПЭТ. С увеличением влажности среды для пленки,

сформированной на металле, диапазон F_z смещается в сторону больших значений. Скорее всего, это связано с переориентацией гидрофильных групп под воздействием молекул адсорбированной воды, обусловленной низкой степенью сшитости пленки. В тоже время такая переориентация кислородсодержащих групп, входящих в состав пленки, сформированной на ПЭТФ, невозможна вследствие большего числа поперечных связей. Для сравнения была исследована зависимость F_z воздушноокисленной металлической подложки от влажности окружающей среды. Исследования показали, что с увеличением влажности окружающей среды, сила взаимодействия F_z^{cp} между зондом и поверхностью металла падает. При последующем уменьшении влажности окружающей среды изменения величины F_z^{cp} для металлической подложки и пленки, осажденной на ПЭТ, не наблюдалось. Изменение F_z^{cp} для пленки, осажденной на металле, имело сложную зависимость.

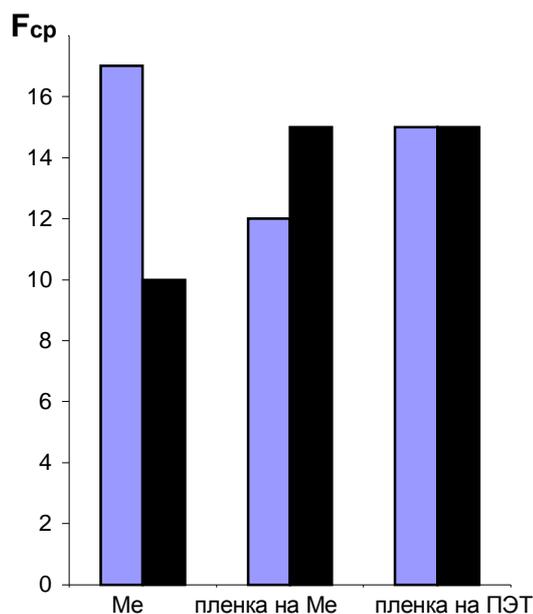


Рис. Зависимость изменения F_z^{cp} для металлической подложки и пленок, осажденных на металле и ПЭТ от влажности окружающей среды. Светлая полоса – 55% влажности, темная полоса - 90% влажности.

[1] А.М. Ляхович, А.М. Дорфман, А.Е. Муравьев, М.А. Ширококов.// Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 5. 94 (2004).

Сверх острые зонды для атомной силовой микроскопии. Проблемы и пути решения.

Шубин А.Б., Тихомиров А.А., Краснобородько С.Ю.
ЗАО «Нанотехнология - МДТ» 124482, Москва, Зеленоград, корп. 317 а, а/я 158
Email: shubin@ntmdt.ru

В последнее время интересы исследователей смещаются в сторону области исследования наноразмерных структур. Большой интерес связан с фундаментальными исследованиями механизмов действующих в исследуемых объектах на нано масштабах. Для развития этих исследований требуются эффективные методы диагностики, изучения и модификации свойств образцов.

зондов, используемых в сканирующей микроскопии.

В рамках проекта повышения разрешающей способности сканирующих микроскопов для ЗАО «Нанотехнология - МДТ» были разработаны несколько типов сверх острых зондов.

Для изучения малых объектов с

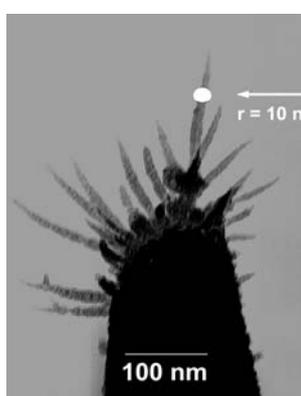


Рис 1а. Сверх острый алмазоподобный вискер

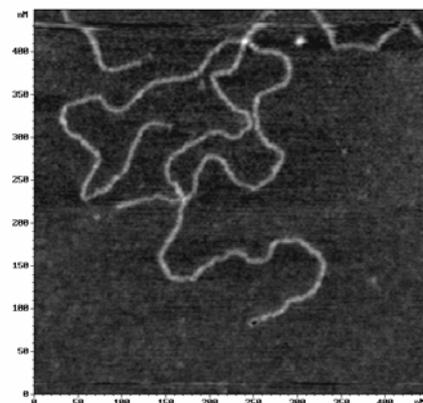


Рис 1б Изображение ДНК полученное с помощью алмазоподобного вискера.

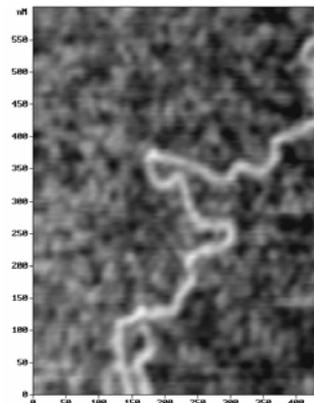


Рис 1в Изображение ДНК полученное с помощью стандартного кремниевого зонда

Данные задачи могут быть успешно решены с использованием методов сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ), так как они обеспечивают возможность регистрации с высоким разрешением объектов на поверхности и в приповерхностной области твердотельных структур.

В настоящее время известны факторы влияющие на разрешающую способность основных методов атомной силовой микроскопии. К основным факторам относят: радиус закругления острия зонда, шаг сканирования, шум прибора, термический дрейф. Но на сегодняшний день, уровень развития сканирующих микроскопов подошел к тому, что сведено к минимуму влияние большинства факторов, ограничивающих разрешение сканирующего зондового микроскопа. В результате, самым существенным фактором остаются технические параметры микромеханических

невыраженной топографией (меньше 20 нм) был разработан сверх острый алмазоподобный вискер (Super Sharp Diamond Like tip). В результате проведенных испытаний было получено субмолекулярное разрешение на ряде биологических и полимерных макромолекул. В рамках работы было показано, что острия зондов имеют радиус закругления порядка 1-3 нм и прекрасно подходят для измерения образцов с рельефом порядка 20 нм.

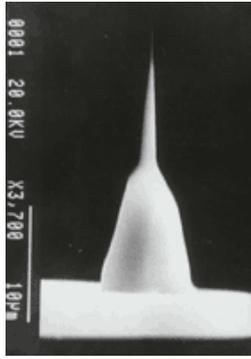


Рис. 2а Игла сверх острого кремниевого вискера

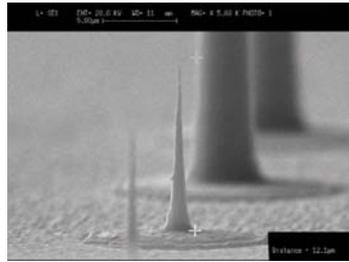


Рис. 2б Сверх острые кремниевые вискеры для дальнейшего крепления к поликремниевой балке.

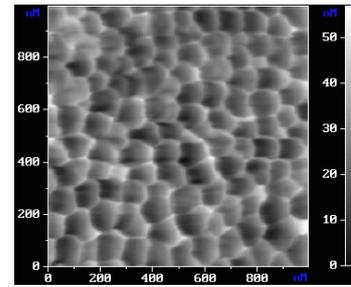


Рис. 2в Изображение пористого оксида алюминия полученное сверх острым кремниевым вискером

Для изучения объектов с выраженным рельефом были разработаны сверх острые кремниевые вискеры (Super Sharp High Resolution Tip) с кремниевой балкой. В результате были получены зонды с высоким аспектным отношением и с малым радиусом закругления острия. На специально подобранном образце (пористый оксид алюминия), был оценен радиус закругления острия зонда, полученный радиус был порядка 1-3 нм.

В настоящее время в стадии разработки находятся сверх острые кремниевые вискеры с поликремниевой балкой. Наличие поликремниевой консоли позволит разделить процесс производства зондов на два независимых процесса, производство острия и производство чипа. Это позволит усовершенствовать технологию создания новейших типов зондов.

Probe nanolaboratories software development on the expert systems base

S.M. Alexeev, A.V. Bykov, V.N. Ryabokon, A.V. Zablotskiy

NT-MDT Co. Building 167, Zelenograd, Moscow, 124460, Russia

e-mail:rbk@ntmdt.ru

Problems of nanotechnology and its own logic of development lead to considerable increase in number of probe microscopy methods. It results in broadening of Scanning Probe Microscopes (SPM's) performance capabilities, changing them to Probe Nanolaboratories (PNL) [1, 2]. Along with microscopy methods based on near-field probe-sample interaction, including non-aperture optical one, in PNL also far-field microscopies such as confocal optical microscopy are used. It becomes possible to use Raman spectroscopy, including tip enhanced and surface enhanced modes (TERS and SERS). During solution microscopy's problems probe devices become instruments for realization nanotechnological operations. At that PNL in complete assembly represents not single apparatus but sufficiently broad set of functional devices, blocks, components, units. For carrying out certain type of measurements this set is used for getting appropriate configuration.

As a consequence of functional abilities enhancement the problem of choice optimal configurations, modes, techniques and regimes of measurements and probe effects become substantially complicated. This problem increases

also because of following circumstance. Owing to the fact that use of probe measuring and technological devices expands amount of users which are little read in physical-technical area also rises.

Taking into account complexity of choice optimal configurations, modes, techniques and regimes conducting of measurements and also interpretation of acquired results, their counting, solving inverse problems, in assistance to users of probe devices learning and consulting expert systems must be developed. Such systems based on the large data bases, which are filled by the community of SPM users, in accordance with the type of object of measurement and influence used must choice suitable modes and regimes of measurement minimizing artifacts appearance. Also depending on initial structures properties and required nanoobjects expert systems must help to choose adequate modes and regimes of nanotechnology influences. Then on the base of libraries of measurement processes and nanomodifications models they must help to interpret acquired results of measurements and adequately present them.

The screenshot displays the NT-MDT website interface. At the top, the logo for NT-MDT (Molecular Devices and Tools for NanoTechnology) is visible. Below the logo is a navigation menu with links for home, contacts, profile, publications, and links. The main content area features a sidebar with a menu of options: About project, Browse database, Search scan, Library, Members, Upload file, FAQ, Profile, and Logout. The central part of the page is titled 'File upload' and contains a form for uploading an MDT file. The form includes a text input field for the file path (currently showing 'Amdt-files\190203.MDT') and a 'Browse...' button. Below this are several dropdown menus for selecting 'Category' (Proteins), 'Method' (SemiContact Topography), 'Device' (NANOFINDER), and 'Head' (SF002/AU006). There are also dropdown menus for 'Probe' (NSG11) and two empty text input fields for 'Specimen' and 'Observable'.

Fig. 1. Interface of measurement processes analogues search.

Usually SPM assembly set includes large quantity of measuring heads and different assembly units, they correspond more than 40 measurement modes. Taking into account this circumstance essential stages of optimal measurement modes choice are search of measurement process analogue, choice of SPM probe type and SPM configuration suitable of sample type and measurement task.

The task of search is solved on the basis of mdt-file library based on Sun supercomputer, access to library is realized on the web-site idpe.iriit.ru (see Fig. 1). For solving tasks of working configurations and probes choice two prototype expert systems are developed. First expert system is developed on the VRML technology base. In accordance with the measurement task it allows to select mostly suitable working configuration out of full set measuring heads, different auxiliary assembly units and adjustments. At that the process of configuration is

reflected in VRML presentation. If necessary developed system allows to return on any amount of steps and to adjust the process of working configuration formation. After completion of configuration process the system returns full set of acquired configuration characteristics. Network version of such expert system is presented on the site www.ntmdt.ru on the page devoted to PNL Ntegra.

Second expert system is aimed to choice of SPM probe corresponding to the measured sample and interesting to user parameters. In process of SPM probe choice abilities of different modes and measurement conditions use are taken into account. Network version of SPM probes choice expert system is presented on site spm-tips.ntmdt.ru. Administrative interface of SPM probes choice expert system is presented on the Fig. 2.

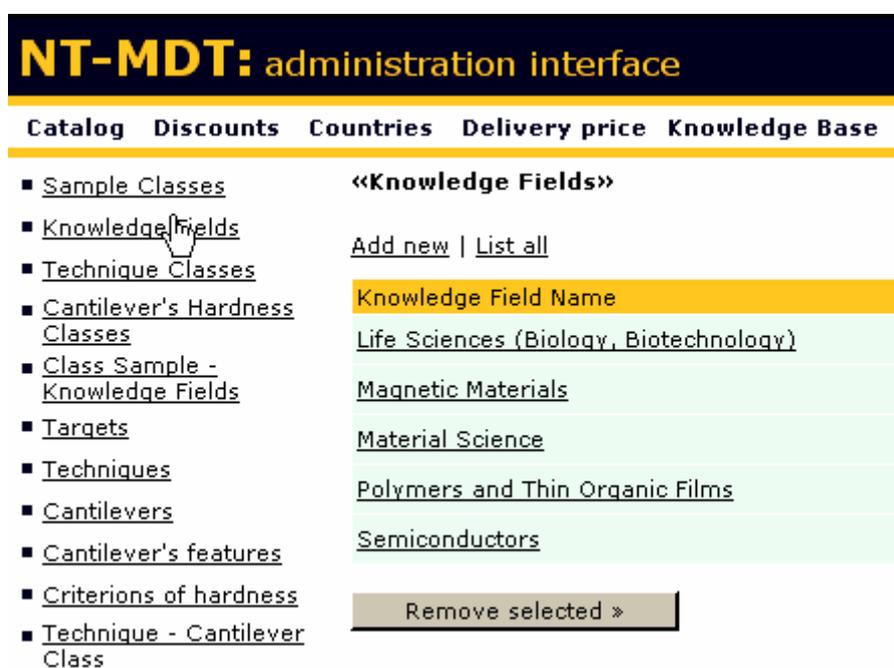


Fig. 2. Administrative interface of SPM probes choice expert system.

In conclusion it must be noted that necessity of expert systems development especially growth with development of nanotechnology facilities, including besides probe microscopes also electron microscopes and focused ion beams sources. Such facilities use is nearest future of nanotechnology [3].

References

1. Bykov V.A. and Ryabokon V.N., Nanotechnology instruments: the state of the art and development prospect. Optoelectronics,

Instrumentation and Data Processing c/c of Avtometriya, #2 (2004) pp. 29-35.

2. Bykov V.A. New developments in NT-MDT microscope line. Scanning Probe Microscopy-2004, Proceedings. Nizhny Novgorod, May 2 – 6, 2004. P. 73.

3. Bykov V.A. NanoFABs – as a nearest future for nanotechnology instruments for electronics. Scanning Probe Microscopy-2004, Proceedings. Nizhny Novgorod, May 2 – 6, 2004. P. 48.

Расширенная двухпараметрическая АСМ спектроскопия Амплитуда-Частота-Расстояние

В.А. Быков, В. В. Прохоров, С.А. Саунин

ИТ-МДТ, Москва, 124460, Зеленоград, корп. 167

e-mail : yprokh@ntmdt.ru

Предложена и экспериментально реализована процедура, названная “расширенная двухпараметрическая спектроскопия”, обобщающая обычно выполняемые спектроскопические измерения в АСМ типа амплитуда-частота и амплитуда-расстояние. Для выполнения процедуры снимается набор амплитудно-частотных $A(f)$ характеристик осциллирующего кантилевера при монотонном пошаговом изменении расстояния между образцом и кантилевером. Результат представляется как двумерный массив $A(f,z)$, где A – амплитуда, f – частота, z – положение пьезоэлемента, несущего образец. Графически массив $A(f,z)$ представляется как двумерная карта с координатами (f,z) с раскраской, соответствующей амплитуде колебаний. Карты $A(f,z)$ существенно зависят от выбранной амплитуды возбуждения и при данной ее величине исчерпывающим образом характеризуют взаимодействие зонд-образец.

Как известно, при взаимодействии зонда с поверхностью в зависимости от параметров возбуждения кантилевера, расстояния до поверхности и силового приповерхностного поля в общем случае реализуются т.н. динамические режимы притяжения (**A**) или отталкивания (**R**) [1]. На карте обобщенной спектроскопии (Рис.1) **A** и **R** области легко идентифицируются как домены, имеющие различный наклон линий постоянного уровня (амплитуды), последние, кроме того, могут испытывать сдвиг на границах доменов. В общем случае наблюдается гистерезис в полученном распределении доменов притяжения и отталкивания в зависимости от направления сканирования частоты при получении $A(f)$ кривых.

Из анализа $A(f,z)$ карт, полученных при разной амплитуде возбуждения, был сделан вывод о существовании 3-х типов доменов, названных A_1 , A_2 , **R**, причем A_1 и A_2 лежат в области частот соответственно меньших и больших частоты свободных колебаний. Рис.1 представляет наиболее сложный случай, когда наблюдаются все 3 типа доменов. Наличие домена притяжения A_2 , расположенного в области частот, превышающих резонансную частоту свободных колебаний, связывается с существованием пленок воды на поверхности и/или зонде. Этот домен наблюдается в

диапазоне «умеренных» возбуждений кантилевера. В области амплитуд малых возбуждений (малые амплитуды свободных колебаний) домен **R** отсутствует и реализуется только режим притяжения (нет касания поверхности образца). Домен **R**, появившись при некоторой критической амплитуде возбуждения кантилевера, растет по величине, конкурируя с доменом A_2 и полностью его вытесняет в области больших амплитуд возбуждения. Размер области, охватываемой доменами притяжения, зависит также от жесткости кантилевера, при малых жесткостях (~ 1 N/m) домен **R** может не появиться вообще даже при больших амплитудах возбуждения.

Для диапазона «умеренных» амплитуд возбуждения из характера расположения доменов притяжения и отталкивания можно сделать вывод о существовании второго перехода из режима отталкивания в режим притяжения при малых амплитудах осцилляций (несколько нм), соизмеримых с высотой капиллярного мениска, в дополнение к обычно наблюдаемому переходу из притяжения в отталкивание при больших амплитудах, близких к амплитудам свободных колебаний. На рис.1 это соответствует области между сечениями 6 и 7. Данное наблюдение согласуется с общим теоретическим анализом динамики АСМ зонда, выполненным в [2].

С практической точки зрения одним из главных достоинств предложенной методики является наглядность, с которой она позволяет проводить анализ сложного характера взаимодействия зонда и образца, а ее обобщающий характер позволяет делать однозначные выводы в ситуации, зависящей от многих параметров. Кроме рутинного применения при АСМ измерениях методика может быть использована при изучении специфических взаимодействий между зондом и поверхностью, сил адгезии (граница между A_2 и **R** доменами является очень чувствительной к относительной влажности), необратимых пластических деформаций поверхности.

[1] B.Anczykowski, D.Kruger, H.Fusch, Phys. Rev B, **53**, 15485 (1996).

[2] R.Garcia and A.San Paulo, Phys. Rev B, **66**, 041406 1-4 (2002).

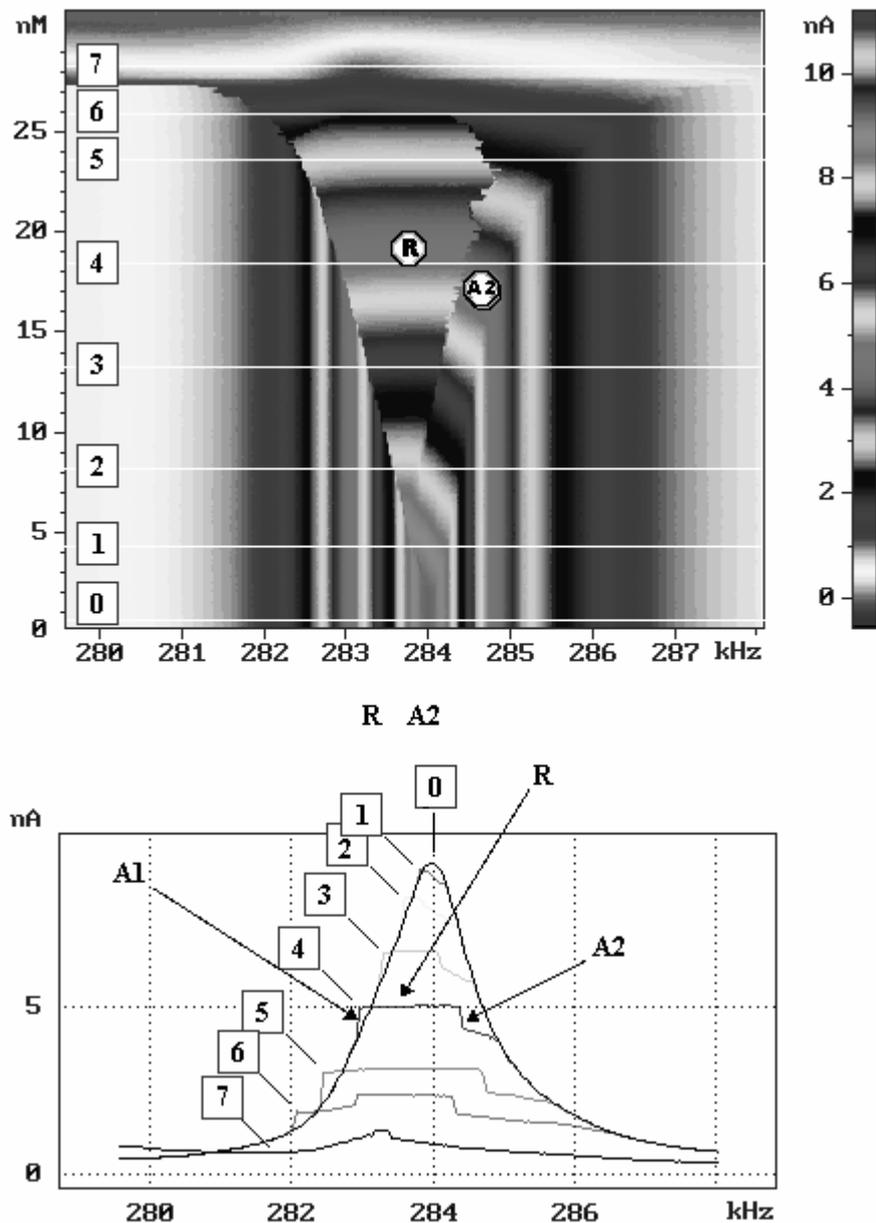


Рис.1. Графическое представление результатов 2-х параметрической спектроскопии (вверху) и несколько характерных сечений $A(z)$ (внизу), вошедших в массив данных спектроскопии. Спектроскопия была проведена на поверхности НОРГ (пиролитического графита) кантилевером с жесткостью около 30N/m при «умеренном» его возбуждении (амплитуда свободных колебаний около 27 нм). Всего по мере приближения к образцу было получено 228 $A(f)$ спектров. Сканирование по частоте производилось от меньших частот к большим. Буквы A1, A2, R отмечают домены, в которых реализуются режимы притяжения (A1, A2) и отталкивания R. Домен A1 занимает узкую область и лучше визуализируется на обычных $A(f)$ срезах. Видно, что амплитуда колебаний в правой части домена A2 становится меньше амплитуды свободных колебаний кантилевера и их разность (примерно до 3 нм) прямо указывает на суммарную толщину пленок воды на поверхности зонда и образца, обеспечивающих динамику в режиме притяжения в домене A2..

АСМ головка для безапертурного микроскопа.

В.В. Бауков, В.В. Гаврилюк, В.В. Жижимонтов, С.А. Саунин
Компания НТ-МДТ, Зеленоград, Москва, Российская Федерация.

Успехи ближнепольной микроскопии, достижение разрешения лучше предела Аббе обусловленного концентрацией лучистой энергии специально подготовленным острием зонда [1-2] вызвали необходимость разработки устройств, объединяющих возможности сканирующего зондового микроскопа с оптическими средствами высокого разрешения. Такие приборы открывают новые, недоступные ранее, возможности микроскопических исследований в нанометровом диапазоне.

Для эффективной фокусировки света в области острия зонда прибор должен быть снабжен объективом с высокой числовой апертурой. Мы использовали объектив Mitutoyo M Plan Apo 100 ($Na = 0.7$, $F = 2$ mm) с рабочим отрезком в 6 мм. Этот объектив рассчитан на работу в видимом диапазоне и обеспечивает разрешение в 0.4 микрона. Узел сканирующего зондового микроскопа должен обладать необходимой жесткостью чтобы атомносиловой микроскоп давал разрешение лучше ангстрема. При этом держатель зонда не должен перекрывать апертуры объектива и заслонять пространство под зондом. Прибор, ориентированный на использование в исследовательских лабораториях должен обладать определенной гибкостью, чтобы предоставить пользователю возможность применять его в различных режимах работы.

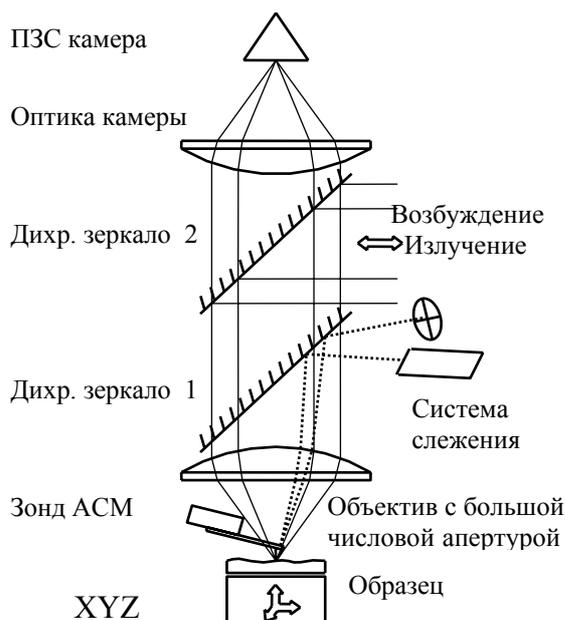


Рис.1. Принципиальная оптическая схема работы устройства в режиме АСМ.

Разработанный компанией НТ-МДТ прибор может работать, как обычный атомносиловой микроскоп. На рисунке 1 приведена принципиальная оптическая схема реализации этого режима. Будучи снабжена объективом с высокой числовой апертурой, головка позволяет наблюдать и освещать поверхность образца как вокруг зонда, так и непосредственно под острием зонда. Рабочий отрезок достаточно велик, чтобы разместить под объективом держатель зонда с пьезоприводом. Прибор может работать как в контактном, так и в бесконтактных режимах АСМ. Лазерная система слежения за консолью зонда специальным образом модифицирована, что позволяет работать через объектив. Дихроичные зеркала служат для разделения излучения лазера системы слежения и света к видеокамере, позволяя наблюдать образец во время сканирования и точно позиционировать прибор в интересующих областях образца (рисунок 2). Конец консоли зонда представлен в нижней части фотографии размытым треугольником. Объект исследования, кратер на поверхности, виден под консолью так, будто зонд прозрачен. Возможность наблюдения поверхности под зондом обеспечена наклонными лучами, собираемыми объективом.

Узел зонда сделан сменным. Для расширения возможностей устройство комплектуется зондовыми узлами для атомносиловой и туннельной микроскопии. При работе в режиме сканирующего туннельного микроскопа сохраняется возможность оптического исследования поверхности образца с тем же пространственным разрешением в 0.4 мкм, как и в режиме АСМ. Специально разработанный

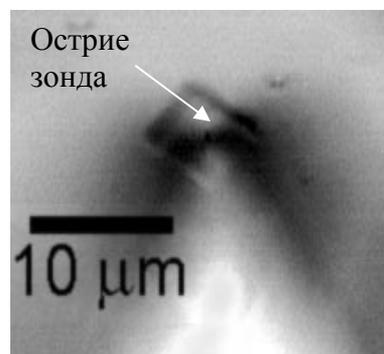


Рис.2. Прямоугольный кратер на поверхности образца, наблюдаемый под консолью зонда. Снимок сделан во время сканирования поверхности.

держатель зонда не заслоняет поле зрения объектива. Зонд жестко крепится на поликоровой детали толщиной в 1 мм, позволяя закреплять иглы длиной до 6 мм и толщиной от 0.1 мм до 1.

При работе в режиме конфокального микроскопа устройство позволяет исследовать поглощение, рассеяние и излучение образцом света под острием зонда. Поверхность образца может возбуждаться лазерным излучением, сфокусированным объективом головки под острие зонда. При использовании специальным образом подготовленных зондов лучистая энергия может концентрироваться у острия за счет взаимодействия с материалом острия. Излучение с поверхности собирается в обратном направлении тем же объективом. При соответствующем формировании поляризации луча возбуждающего лазера можно добиться формирования поля под острием с преобладающей Z – поляризацией, с электрическим полем, направленным вдоль оси объектива. Такое поле оптимально для возбуждения усиленного поверхностью комбинационного рассеяния [3, 4].

В настоящей работе мы провели сравнение различных схем освещения образца под острием зонда. Формирование луча возбуждающего лазера в виде кольца с радиальной поляризацией обеспечивает оптимальное формирование поля с Z – поляризацией. Тем не менее, мы рассматривали только случаи с линейной поляризацией. Наряду с простотой формирования, такая схема привлекает возможностью подавления возбуждающего света при регистрации ортогонально поляризованного излучения [3]. В данном случае, такая регистрация эквивалентна сбору излучения под прямым углом к направлению распространения возбуждающего излучения.

Расчет распределения интенсивности света в фокальной плоскости проводился численно, следуя принципу Гюйгенса – Френеля. Рассматривались три конфигурации возбуждающего пучка света. Вариант А: Гауссов пучок линейно поляризованного света заполняет всю апертуру объектива, Вариант В: такой же пучок с введенной на половину апертуры фазовой π – пластинкой и Вариант С: освещение двумя гауссовыми пучками вдвое меньшего сечения с противоположно направленными поляризациями. В модельных расчетах использовались параметры объектива Mitutoyo M Plan Apo 100 (NA = 0.7, F = 2 mm) для длины волны возбуждающего света 632 nm. Расчет производился в две стадии. Сначала рассчитывалось поле в плоскости консоли зонда. Моделировалась геометрия зондов Olympus OMLC-AC. Плоскость консоли располагалась в 10 мкм над фокальной. Поле в фокальной плоскости формируется частично перекрытым непрозрачной консолью полем, сформированным в плоскости зонда.

Анализ полученных результатов указывает на эффективность возбуждения по варианту С – двулучевой схеме. В этом варианте большая доля лучистой энергии участвует в формировании продольно поляризованного поля из-за того, что большая часть световой энергии падает наклонно на поверхность образца. Схема возбуждения эффективна для формирования поля с Z – поляризацией под зондом, несмотря на некоторое увеличение размера пятна. Наши расчеты для квадрата электрического поля показали, что в случае С максимальное значение Z – поляризованной компоненты возбуждающего света в 4.24 раза больше, чем это значение в случае А и примерно в 2.32 больше, чем в случае В. Пример расчетного распределения поля в фокальной плоскости приведен на рисунке 3.

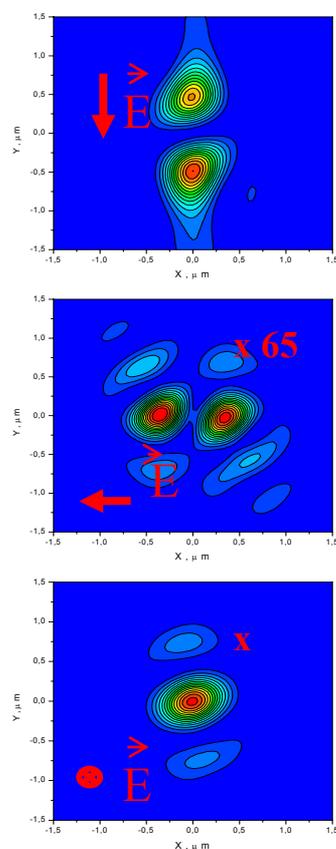


Рис.3 Распределения светового поля в фокальной плоскости под балкой зонда для X, Y и Z компонент.

1. E. Betzig, J.K. Trautman, T.D. Harris, J.S. Weiner, R.L. Kostelak, Science 251 (1991) 1468.
2. V.N. Kanopsky, Opt. Comm. 185 (2000) 83.
3. B. Sick, B. Hecht, U.P. Wild, L. Novotny, J. of Microscopy 202(2) (2001) 365.
4. N. Huse, A. Schönle, S.W. Hell, J of Biomed. Opt. 6(4) (2001) 480.

Certified calibration and uniformity investigations of “TGZ” lateral & step height standards

T. Dziomba¹, G. Dai¹, W. Mirandé¹, L. Koenders¹, O. Safronova², A. Shubin²

¹Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Bundesallee 100, 38116 Braunschweig, Germany

²Molecular Devices and Tools for NanoTechnology (NT-MDT), 103460 Zelenograd, Moscow region, Russia
e-mail: Thorsten.Dziomba@ptb.de Tel. +49 531 592-5122 Fax +49 531 592-5105

1. Motivation

The increasing use of SPMs for quantitative measurements e. g. in nano- and microtechnology requires both a generally accepted guideline for SPM calibration and appropriate standards. Especially when used in industrial inspection processes, great importance is attached to standardised calibrations. Up to now, however, there is no generally accepted guideline on how to perform SPM calibrations; such a scheme is therefore currently being worked out on international and national levels [1,2].

While such a calibration guideline still needs to be established, a lot of standards suitable for SPM calibration are already available from a number of manufacturers [3]. In order to ensure worldwide comparability of SPM measurement results, standards used for SPM calibration need to be traceable to the SI unit metre. This can ultimately be achieved by having standards calibrated at National Metrology Institutes (NMI) [4]. Furthermore, the uniformity of the standard’s properties needs to be assessed to allow the user to apply the standard accordingly and to fully take the standard’s uncertainty contribution into account when finally estimating the overall uncertainty of the user’s SPM.

A set of NT-MDT’s “TGZ” standards has therefore undergone certified calibrations and uniformity investigations at PTB, the German NMI. In the future they will serve as internal reference within NT-MDT company.

2. Description of the standards

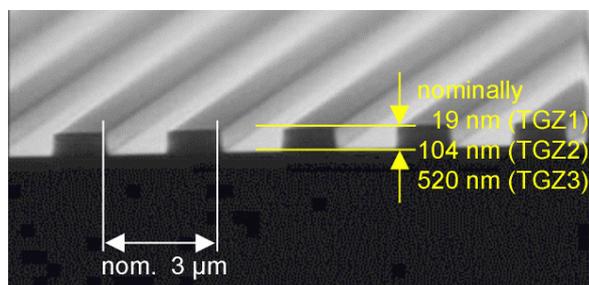


Fig.1 SEM image of a TGZ3 cross-section

The structure of the TGZ nanostandards is a grating which can be used for the calibration of the lateral and vertical axes of SPMs. It consists of parallel lines of nearly rectangular shape (Fig.1) with a nominal pitch of 3 μm and a nominal height of 19 nm (TGZ1), 104 nm (TGZ2) resp. 520 nm (TGZ3). The effective area on the 5 mm x 5 mm silicon chip used for calibration is 3 mm x 3 mm.

3. Instrumentation

3.1 Diffractometry

The mean pitch of the structures was determined by laser beam diffraction.

The standards were positioned in the centre of a rotating table which is equipped with a calibrated angle encoder. The table was brought into positions where the diffracted beam of order plus n or minus n was reflected into the direction opposite to the incident beam (Littrow condition). The relation between the measured difference of the angles of the diffracted beams and the pitch of the diffracting structure is then given by:

$$p = n \lambda / 2 \sin \Theta_n$$

with: p = pitch, λ = wavelength of the laser radiation and $2 \Theta_n$ = angle between the diffracted beams of the order n. In order to reduce systematic measurement errors, the measurements were performed at two different wavelengths of a HeNe laser and repeated several times.

3.2 Metrological Large-range SPM (Met.LR-SPM)

While diffractometry is a comparably fast but nevertheless accurate method, it allows to determine the mean pitch only. Therefore, SPM needs to be used when it comes to local pitch variations. Furthermore, SPM is needed to measure the step height of the standard’s structures. Two special SPMs have been applied for the characterization of the TGZ standards at PTB: LR-SPM and SIS-SFM.

Measurement volume	25 mm × 25 mm × 5 mm (x, y, z)
Resolution	0.08 nm (x, y, z)
Noise level z-axis	2~3 nm (peak-valley)
Sample size (x, y, z)	up to 50 mm × 50 mm × 10 mm
Scanning speed	up to 50 μm/s, typically 20 μm/s
Fast scan direction	any direction in the xy-plane (software configurable)
Maximum number of pixels per image	no limit
Maximum scan size	up to 25 × 25 mm ² without the need of stitching
Nonlinearity of interferometers	< 0.3 nm with applied Heydemann correction (x, y, z)
Traceability	Laser interferometers with laser frequency stability better than 2×10^{-8} and calibrated to an I ₂ -stabilised He-Ne laser
Scanning modes	profilis & any rectangular 2D scans

Tab.1 Summary of the specification of the LR-SPM

So-called metrological SPMs are specially designed SPMs equipped with laser interferometers for position control. The striking advantage of such SPMs is that the traceability to the SI unit metre is directly realized by their calibrated laser frequency. A newly developed metrological large-range SPM (Met.LR-SPM) at PTB has a maximum scan range of 25 mm x 25 mm [5]. The LR-SPM is thus directly capable of performing quantitative dimensional SPM measurements over several millimetres within just one large scan. In this way, stitching of several smaller images can usually be circumvented and thereby image-stitching errors avoided. The specification of the LR-SPM is summarised in Tab1.

3.3 SIS Scanning Force Microscope (SIS-SFM)

In addition to the rather sophisticated Met.LR-SPM, a carefully calibrated modified NANOSTATION II (Surface Imaging Systems S.I.S. GmbH) was used as complimentary instrument [6]. It is based on an Axiotech 100 H (Zeiss) and thereby a combination of a light microscope and an SFM, thus providing easy and precise navigation on the measurement object. This system allows rather large samples (up to 200 mm) to be investigated with a maximum lateral scan range of (109 μm)². It is equipped with a closed-loop capacitive position controlled x-y-piezo scanner (Physik Instrumente).

Similar to the LR-SPM, this apparatus is housed in an acoustic chamber in the PTB cleanroom center where it is operated under very stable ambient conditions. By adhering to very tight measurement rules, the proved high stability of this instrument is exploited for pitch & height uniformity investigations, while absolute calibrations are carried out with the metrological LR-SPM.

4. Results

For all three standards, the mean pitch values measured by diffractometry and, additionally, by LR-SPM agree well and deviate from the nominal value of 3000 nm by only a fraction of a nanometer (Tab.2). These mean values could be determined with expanded uncertainties as low as 80 pm.

Standard	mean pitch p	mean step height h
TGZ1	3000.24 \pm 0.08	18.6 \pm 1.0
TGZ2	3000.14 \pm 0.08	106.2 \pm 1.2
TGZ2	3000.04 \pm 0.08	520.2 \pm 1.5

Tab.2 Mean pitch p and mean step height h in nm of the 3 specific investigated samples of TGZ standards and their expanded measurement uncertainties $U(k=2)$

In order to determine the individual structures' position deviations from the mean ideal pitch, different methods of data evaluation – the gravity centre (GC) method and a novel advanced Fourier transform (FFT-FT) method developed at PTB [7] – have been applied. Additional measurements with the SIS-SFM at several locations in the structured areas were carried out and analysed by metrological soft-

ware packages; they confirm the results obtained by the Met.LR-SPM.

While all three gratings show regional pitch variations of less than 1 nm all across the working area of 3 mm x 3 mm, a closer look at the individual structures' positions reveals periodic irregularities: Every 100th structure line is at a slightly wrong position, thereby reducing the gap to one of its neighbours by 20 to 30 nm, while increasing the gap to its other neighbour by the same amount. In the middle between such wrong-positioned lines, one gap was found to be smaller by some ten nanometres compared to all others.

The step height turned out to be highly stable all across the working areas as well: The values measured in the four corners of all three standards usually agree to the one determined for their centres within a nanometre.

5. Conclusions

The characterisation of the three specific samples of TGZ standards at PTB show an overall very good homogeneity of both pitch and height all across the large working area of 3 mm x 3 mm. Minor pitch irregularity occurring every 150 μm eventually deserve consideration to be avoided during calibration; in the medium term, this minor irregularity might anyway be eliminated from the standards by slightly changing their layout. Such standards are, among others, therefore well-suited for accurate and easy calibration of SPMs.

- [1] T. Dziomba, L. Koenders, G. Wilkening; in: *Nanoscale Calibration Standards and Methods: Dimensional and Related Measurements in the Micro- and Nanometer Range*. Edited by G. Wilkening and L. Koenders, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, Germany, p 173-192 (2005) ISBN 3-527-40502-X
- [2] T. Dziomba, L. Koenders, H.-U. Danzebrink, G. Wilkening; in: *Proceedings Scanning Probe Microscopy – 2004*, RAS IPM Nizhniy Novgorod, Russia, p 230-235 (2004)
- [3] A list is available from the corresponding author or may be downloaded from www.ptb.de/de/org/5/51/514/RevStandardsSPM.pdf
- [4] T. Dziomba et al.; in: *Proceedings Scanning Probe Microscopy – 2004*, RAS IPM Nizhniy Novgorod, Russia, p 131-132 (2004)
- [5] G. Dai, F. Pohlenz and H.-U. Danzebrink; *Rev. Sci. Instr.* **75**, Vol. 4, p. 962-969 (2004)
- [6] T. Dziomba, W. Häbeler-Grohne, H. Bosse, H. Danzebrink, L. Koenders, G. Wilkening; in: *Proceedings Scanning Probe Microscopy – 2003*, RAS IPM Nizhniy Novgorod, Russia, p 77-80 (2003)
- [7] G. Dai, L. Koenders, F. Pohlenz, T. Dziomba: *Accurate and traceable calibration of 1D gratings*; *Meas. Sci. Technol.* (submitted)

Исследование наноконтактов игла –поверхность с помощью высоковакуумной теневой электронной микроскопии

Р.И.Теваев, Г.В.Дедков

Кабардино –Балкарский госуниверситет, ул.Чернышевского, 173, г. Нальчик,
360004, Россия. E –mail: gv_dedkov@mail.ru

Прогрессирующее увеличение объема исследований в области физики низкоразмерных структур, наноэлектроники и нанотехнологии повышает требования к методам визуализации нанообъектов. Для решения соответствующих задач необходимо применение техники, сочетающей высокое пространственное разрешение с возможностью проведения *in situ* экспериментов, в частности, - по изучению структуры и эволюции поверхности в области наноконтакта различных материалов. В настоящей работе сообщается о создании установки и разработке методики исследования наноразмерных объектов с применением высоковакуумной теневой электронной микроскопии (ВТЭМ).

Основой установки является серийный просвечивающий электронный микроскоп TESLA BS -250. Получение электронно –микроскопического теневого изображения с высоким разрешением в вакууме порядка 10^{-8} Па приводит к необходимости получения и сохранения атомно–чистой поверхности исследуемых объектов непосредственно в колонне микроскопа. С целью улучшения вакуумных условий в колонне данного

микроскопа были существенно модернизированы вакуумная и оптическая системы: установлены четыре магниторазрядных и два турбомолекулярных насоса с дифференциальной откачкой квазизамкнутого объема вокруг образца, а также две адсорбционных ловушки. Колонна микроскопа была переведена в горизонтальное положение (см. рис.1), пристыкована к боковому фланцу вакуумной камеры и удалена на 500 мм от экрана, что позволило повысить коэффициент увеличения до 10^6 - 10^7 раз. При этом были изменены фокусное и теневое положения образца. Для обеспечения виброзащиты образец крепится к пьезоманипулятору через трубчатую пьезокерамику ЦТС-19, используемую в серийных сканирующих системах компании НТ –МДТ, причем на пьезокерамику подается противофазный по отношению к собственным колебаниям образца сигнал. Для увеличения монохроматизации исходного пучка был применен метод резонансного захвата электронов от катода первой вытягивающей линзой. Общий вид установки показан на рис.1.

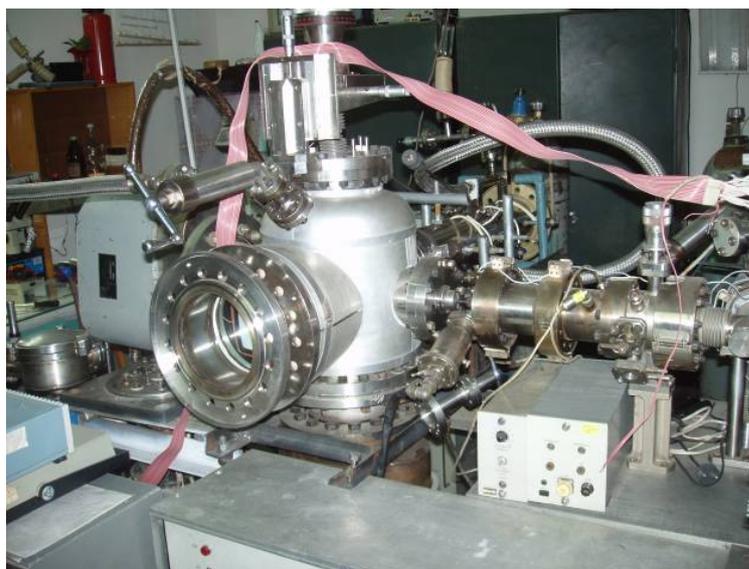


Рис.1 Общий вид микроскопа

С помощью данного микроскопа были исследованы контакты игл серийных кремниевых кантилеверов компании НТ –МДТ с пленками металлических и полупроводниковых материалов (в теновом режиме). На рис. 2, 3 показаны полученные теновые изображения серийных кремниевых игл с золотым покрытием.

Для исследования возможностей микроскопа также исследовалась кинетика образования и движения атомных ступеней на поверхности кремния –по методике, аналогичной [1,2]. Полученные изображения последовательных стадий сверхструктурного перехода $(1 \times 1) \rightarrow (7 \times 7)$ на одном и том же участке поверхности кремния (111), содержащей моноатомные ступени и эшелоны ступеней, оказались вполне аналогичны тем, которые описаны в [1,2].

В настоящее время камера доукомплектовывается спектрофотометром, с помощью которого планируется исследование оптического излучения, возникающего в динамических контактах зонда с поверхностью.

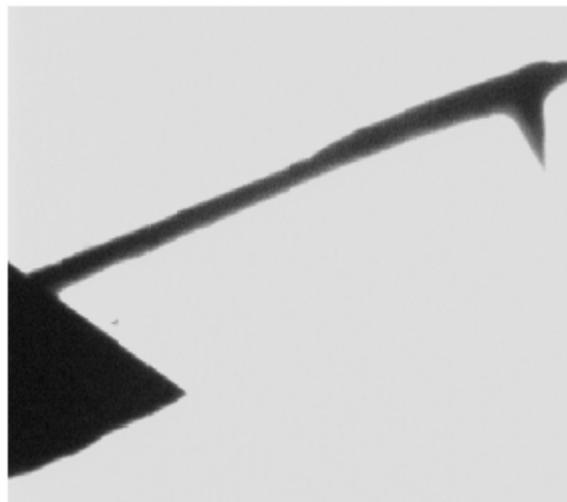


Рис.2 Серийный кремниевый кантилевер компании НТ-МДТ

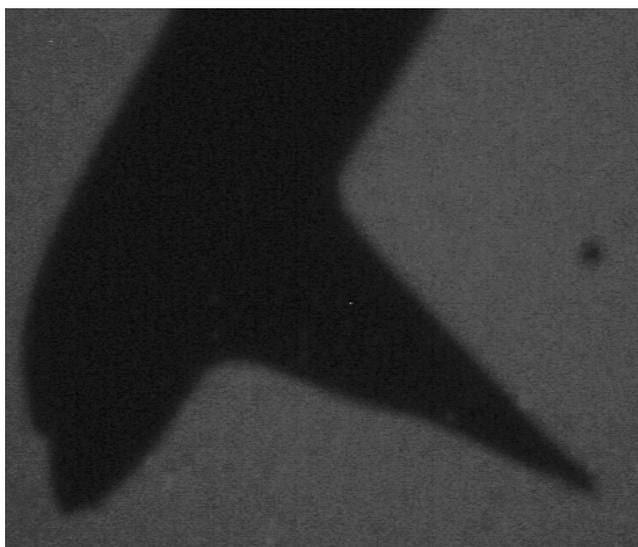


Рис.3 Увеличенное изображение иглы. Паспортное отношение высоты иглы к ее базовой части равно 3:1. Стандартный размер базовой части равен 1 мкм.

Список литературы

- [1] A.V.Latyshev, A.B.Krasilnikov, L.V.Sokolov, et.al. Surf.Sci. V.254, P.90 ((1991)
- [2] Нанотехнологии в полупроводниковой электронике. Ре. А.Л.Асеев, Новосибирск : изд.СО РАН, 2004. 368 с.

Игла сканирующего микроскопа как управляемый источник микроволнового излучения

Г.В.Дедков, А.А.Кясов, Р.И.Тегаев

Кабардино –Балкарский госуниверситет, ул.Чернышевского, 173, г. Нальчик,
360004, Россия. E –mail: gv_dedkov@mail.ru

Известно, что наночастица, помещенная в зону ближнего поля поверхности, способна эффективно поглощать и испускать излучение в форме нерезонансных электромагнитных мод, туннелирующих через вакуумный промежуток [1-4]. Этот эффект находит применение в ближнепольной оптической микроскопии, где энергия лазера подводится к поверхности образца с помощью оптоволокну, выходная апертура которого значительно меньше длины волны излучения накачки. Однако, «накачка» зондирующего элемента может осуществляться также с помощью теплового нагрева. В этом случае игла микроскопа становится источником микроволнового излучения, частота которого может определяться характерной температурой системы. Предметом настоящей работы является возможность практического использования этого эффекта. Принципиально необходимым является корректное вычисление скоростей теплообмена между зондом/держателем и окружающим вакуумным фоном, а также зондом и поверхностью образца. Следует выяснить, как практически обеспечивать и контролировать необходимую разность температур, и каким запасом тепловой энергии (мощности) может обладать подобный источник.

Сферическая частица с радиусом R несет запас тепловой энергии $\Delta Q = \frac{4\pi}{3} R^3 \rho C_p \Delta T$,

где ρ и C_p – плотность и удельная теплоемкость материала. В частности, наночастица кремния при $R = 20 \text{ nm}$, $\rho = 2300 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, $\Delta T = 1 \text{ K}$ и $C_p = 700 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \text{K}^{-1}$ (при $T = 273 \text{ K}$) имеет

избыточную энергию 340 eV . Эта энергия может излучаться на поверхность через моды ближнего электромагнитного поля при гармонических колебаниях зонда сканирующего микроскопа. Схема предлагаемого устройства показана на рис. 1. В течение большей части периода движения зонд находится в зоне равновесного излучения с более высокой температурой $T + \Delta T$, восстанавливая запас энергии. Высвечивание же происходит за короткое время близкого (вакуумного) контакта с поверхностью, имеющей температуру T .

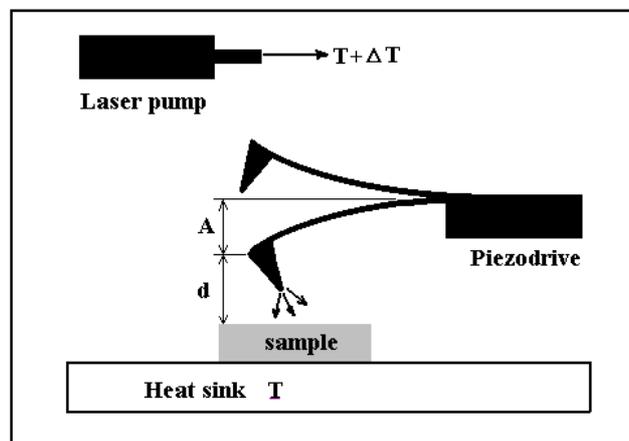


Рис.1 Схема осциллирующего микроволнового источника

Заметим, что для большинства типичных материалов, используемых в нанозондовой микроскопии, скорость контактного нагрева зонда от держателя сравнима по величине или значительно превышает скорость радиационного охлаждения в поверхности, поэтому в стационарном режиме работы источника с накачкой энергии через контакт с держателем температура вблизи аперкса иглы микроскопа будет незначительно отличаться от температуры поверхности. В итоге эффективность устройства оказывается низкой. В связи с этим целесообразно применять теплоизоляцию держателя, а нагрев зонда осуществлять от фонового излучения, как и показано на рис.1.

В нашей недавней работе [5] было получено полное решение задачи о взаимодействии релятивистской наночастицы с однородным фоном термодинамически равновесного электромагнитного излучения в вакууме. В частности, были получены общие формулы для скорости нагрева (охлаждения) частицы с изотропной электрической поляризуемостью полем черного излучения. В нерелятивистском пределе, который адекватно характеризует взаимодействие нанозонда сканирующего микроскопа с поверхностью, скорости радиационного теплообмена сферической частицы (с радиусом R и температурой T_1) с поверхностью и с однородным фоном характеризующимся температурой T_2 , записываются в виде (\hbar – постоянная Планка,

c – скорость света в вакууме, k_B – постоянная Больцмана)

$$\dot{Q}_B = -\frac{4\hbar}{\pi c^3} \int_0^\infty d\omega \omega^4 \alpha''(\omega) (\Pi(\omega, T_1) - \Pi(\omega, T_2)) \quad (1)$$

$$\Pi(\omega, T) = \left(\exp \frac{\hbar \omega}{k_B T} - 1 \right)^{-1},$$

$$\dot{Q}_S = -\frac{\hbar}{\pi z_0^3} \int_0^\infty d\omega \omega \alpha''(\omega) \Delta''(\omega) (\Pi(\omega, T_1) - \Pi(\omega, T_2)) \quad (2)$$

где $\alpha''(\omega)$ – мнимая часть поляризуемости частицы, $\Delta''(\omega) = \text{Im}((\varepsilon(\omega) - 1)/(\varepsilon(\omega) + 1))$,

$\varepsilon(\omega)$ – диэлектрическая функция поверхности.

Формула (1) получена при условии $R\omega_w/c \ll 1$, а формула (2) – при $z_0\omega_w/c \ll 1$

($\omega_w = k_B T_{1,2}/\hbar$ – частота Вина). Следует особо

подчеркнуть, что выражения (1), (2) описывают поглощение (излучение) электромагнитного излучения частицей, размеры которой значительно меньше характерной длины волны теплового излучения (т.е. вне пределов применимости геометрической оптики), так как являются результатом взаимодействия с нерадикационными (ближними) электромагнитными модами фонового излучения и поверхности в окрестности частицы. Поэтому процессы радиационного теплообмена, связанные с поглощением и излучением «обычных» (радиационных) фотонов в этом случае пренебрежимо малы. Для диэлектрических (полупроводниковых) частиц с резонансной полосой поглощения вблизи частоты Вина (соответствующей комнатной температуре), при начальной разности температур частицы и фона $1K$ оценки по формуле (1) показывают, что время установления теплового равновесия между частицей и фоном составляет несколько миллисекунд [5].

Время же «высвечивания» нагретой частицы вблизи более холодной поверхности, в соответствии с формулой (2), при одинаковых материалах зонда и поверхности оказывается на два – три порядка меньше. Этого интервала времени достаточно для восстановления теплозапаса зонда при отходе от поверхности.

На рис.2 показаны результаты расчета температуры нанозонда (материал зонда и поверхности – карбид кремния) от времени при следующих параметрах: высота параболического зонда 500 нм, радиус кривизны вблизи апекса -10 нм, нейтральное расстояние точки апекса от поверхности -20 нм, амплитуда колебаний -19 нм. Линии 1-3 соответствуют частоте механических осцилляций 1, 10 и 100 кГц. Расчеты усредненной по периоду колебаний зонда выходной мощности, соответствующей стационарному режиму, дают

абсолютные значения порядка нескольких десятых нВт при $T = 600 K, \Delta T = 1 K$.

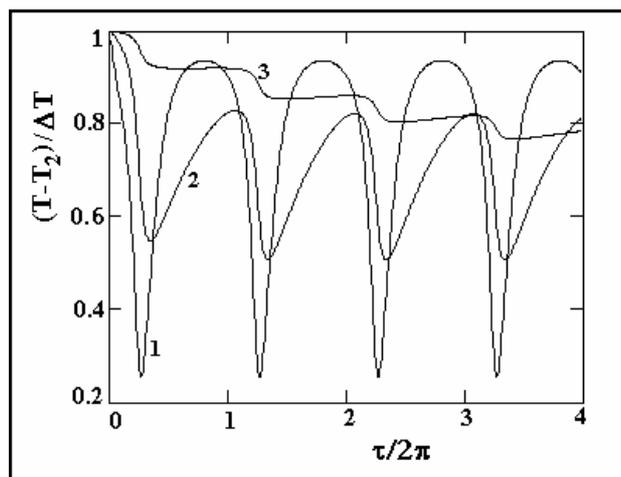


Рис.2 Зависимость температуры зонда от времени в приведенных единицах ($1/2\pi f, f$ – частота колебаний зонда), $\Delta T = T_1 - T_2$ – разность температур фона и поверхности образца. Выходную мощность можно значительно увеличить, оптимизируя температуры $T, \Delta T$, геометрические и материальные параметры системы. Учет контактного нагрева иглы от держателя также должен ее повысить. В этом случае необходимо рассмотреть трехмерную модель теплообмена. В заключение заметим, что указанные выше абсолютные значения мощности сравнимы или превышают эффективно используемую выходную мощность ближнепольных оптических микроскопов, обладающих значительно большей апертурой (50 – 100 нм).

Список литературы

- [1] J.B. Pendry, J.Phys.: Condens.Matter. 11, 621(1999).
- [2] J.P. Mulet, K. Joulain, R. Carminati and J.-J. Greffet, Appl.Phys.Lett. 78,N19,2931(2001).
- [3] A.I.Volokitin, B.N.J. Persson, Phys. Rev. B63, 205404 (2001); B69,045417(2004).
- [4] G.V. Dedkov, A.A. Kyasov, Phys. Low.-Dim. Struct. 1/2, 1(2003).
- [5] A.A. Kyasov, G.V. Dedkov, Phys. Lett. (submitted)

Resonance enhancement of the dispersion interaction in multiparticle quasiequilibrium systems

Illarion Dorofeyev

Institute for physics of microstructures RAS

603950 GSP-105 N.Novgorod Russia

e-mail: dorof@ipm.sci-nnov.ru

The van der Waals interaction of bodies in thermodynamic equilibrium has been studied in details. Very often the dispersion interaction occurs in the nonequilibrium conditions. These conditions may be found in the molecular-beam experiments, in the gas-phase deposition onto substrates, in the photochemical reactions, in the probe microscopy and so on.

Consider N -particle system and select the first particle at point \vec{r}_1 .

$$\vec{d}_{1\Sigma}(\vec{r}_1, t) = \vec{d}_1^{sp} + \sum_{m=2}^N \hat{\mathbf{a}}_1 \hat{T}(R_{1m}) \vec{d}_m^{sp} + \sum_{k=2}^N \sum_{m=2}^N (1 - \mathbf{d}_{mk}) \hat{\mathbf{a}}_1 \hat{T}(R_{1k}) \hat{\mathbf{a}}_k \hat{T}(R_{km}) \vec{d}_m^{sp}, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \vec{E}_{\Sigma}(\vec{r}_1, t) = & \sum_{m=2}^N \hat{T}(R_{1m}) \vec{d}_m^{sp} + \sum_{m=2}^N \hat{T}(R_{1m}) \hat{\mathbf{a}}_m \hat{T}(R_{m1}) \vec{d}_1^{sp} + \sum_{k=2}^N \sum_{m=2}^N (1 - \mathbf{d}_{mk}) \hat{T}(R_{1k}) \hat{\mathbf{a}}_k \hat{T}(R_{km}) \vec{d}_m^{sp} + \\ & + \sum_{k=2}^N \sum_{m=2}^N (1 - \mathbf{d}_{mk}) \hat{T}(R_{1m}) \hat{\mathbf{a}}_m \hat{T}(R_{mk}) \hat{\mathbf{a}}_k \hat{T}(R_{k1}) \vec{d}_1^{sp}, \end{aligned} \quad (2)$$

where $d_i^{sp}(t)$ is the proper spontaneous moment of the particle i , \mathbf{d}_{mk} is the Kronecker symbol,

$$\hat{T}(R_{mk}) = (3n_i n_j - \mathbf{d}_{ij}) / R_{mk}^3, \quad \vec{n} = \vec{R}_{mk} / R_{mk},$$

R_{mk} is the distance between the m -th and k -th particle, $\hat{\mathbf{a}}_i$ is the operator of the linear polarizability of the particle i .

The energy of interaction of N particles in the case of different temperatures

The energy of interaction in the dipole approach may be found as follows $U = -\langle \vec{d}_{1\Sigma}(\vec{r}_1, t) \vec{E}_{\Sigma}(\vec{r}_1, t) \rangle / 2$, where $\vec{d}_{1\Sigma}$ is the total fluctuating moment of the selected particle and \vec{E}_{Σ} is the total fluctuating field induced by the surroundings at point \vec{r}_1 where the selected particle is situated [1-3]. Taking into account the two- and three-particle interactions in the N -particle system we can write down

$T_1 \neq T_2 \neq \dots \neq T_N$ may be represented in the following way

$$U = \sum_{k=1}^N \left(U_{(k)}^{(N)} + \Delta U_{(k)}^{(N)} \right), \quad (3)$$

where $U_{(k)}^{(N)}$ is the equilibrium energy of interaction of "k" particles in the N -particle system at the temperature T_1 of the first particle,

$$\Delta U_{(2)}^{(N)} = -\frac{\hbar}{2\mathbf{p}} \sum_{m=2}^N G_{(2)}^{1m} \int_0^{\infty} d\omega \mathbf{a}'_1(\omega) \mathbf{a}''_m(\omega) \Omega_m, \quad (4)$$

$$\Delta U_{(3)}^{(N)} = +\frac{\hbar}{2\mathbf{p}} \sum_{k=2}^N \sum_{m=2}^N G_{(3)}^{1mk} (1 - \mathbf{d}_{mk}) \left\{ \int_0^{\infty} d\omega \mathbf{a}'_1(\omega) \mathbf{a}'_k(\omega) \mathbf{a}''_m(\omega) \Omega_m + \int_0^{\infty} d\omega \mathbf{a}'_1(\omega) \mathbf{a}'_m(\omega) \mathbf{a}''_k(\omega) \Omega_k \right\}, \quad (5)$$

where $G_{(2)}^{1m}$ and $G_{(3)}^{1mk}$ are the geometrical factors identical to the factors in the expressions for the equilibrium energy,

$$\Omega_m = \coth(\hbar\omega / k_B T_m) - \coth(\hbar\omega / k_B T_1),$$

$\mathbf{a}'_i(\omega)$ and $\mathbf{a}''_i(\omega)$ are the real and

imaginary parts of the linear polarizability of the particle i .

Numerical calculations were performed for the case $N=3$, the polarizabilities of particles are modeled by the Lorentzian

$$\mathbf{a}_i(\mathbf{w}) = fe^2m^{-1}/(\mathbf{w}_{0i}^2 - \mathbf{w}^2 - 2ig_i\mathbf{w}),$$

where e and m are the charge and mass of an electron, f is the oscillator strength, \mathbf{w}_{0i}

and \mathbf{g}_i are the eigenfrequency and damping of the i -th particle. The dependence of the dispersion energy on the eigenfrequencies of the molecules involved in interactions is analyzed. For instance, the terms $U_{(2)}^{(3)}$, $\Delta U_{(2)}^{(3)}$ and

$U_{(3)}^{(3)}$, $\Delta U_{(3)}^{(3)}$ from the formulas (3,4,5) are calculated at $\mathbf{w}_{01} = 10^{12} \text{ rad/s}$,

$\mathbf{g}_i = 10^{10} \text{ rad/s}$, $f \approx 10^{-5}$ and at the interparticle distances $R_{12} = 2 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$,

$R_{23} = 0.2 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$, $R_{31} = 1.8 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$.

Calculations were done for frequencies of vibrational and electronic transitions, too.

It is clearly seen, that the quasiequilibrium energies have nonmonotonic behavior and may change a sign of interaction. Moreover, at some conditions the three-particle energy can be larger than the two-particle energy, differ from the equilibrium case. Our calculations demonstrate the essential enhancement of the total energy at averaged geometrical factors $G_{(2)}^{lm}$ and

$G_{(3)}^{lmk}$. The averaged factors have been calculated by the following way: the given concentration of particles n determines the average distance between particles $R_{12} \approx \sqrt[3]{n}$. Then we find the random number $R_{23} = \mathbf{h} \times R_{12}$ generated by a random number generator of the domain $10^{-1} < \mathbf{h} < 10$ followed by generation of the random distance R_{13} of the domain $|R_{12} - R_{23}| < R_{13} < |R_{12} + R_{23}|$ defined by the triangle inequality. The averaged geometrical factors were calculated as a sum of all possible partial factors divided by the total number of involved particles $N \approx n \times V$, where the volume V is approximately determined by the low and upper given spatial limits. The calculations of the total energy with averaged geometrical factors show that

the resonance enhancement of interaction is possible at the average interparticle distances less than 10^{-5} cm corresponding to the concentrations of particles larger than 10^{15} cm^{-3} .

the resonance enhancement of interaction is possible at the average interparticle distances less than 10^{-5} cm corresponding to the concentrations of particles larger than 10^{15} cm^{-3} .

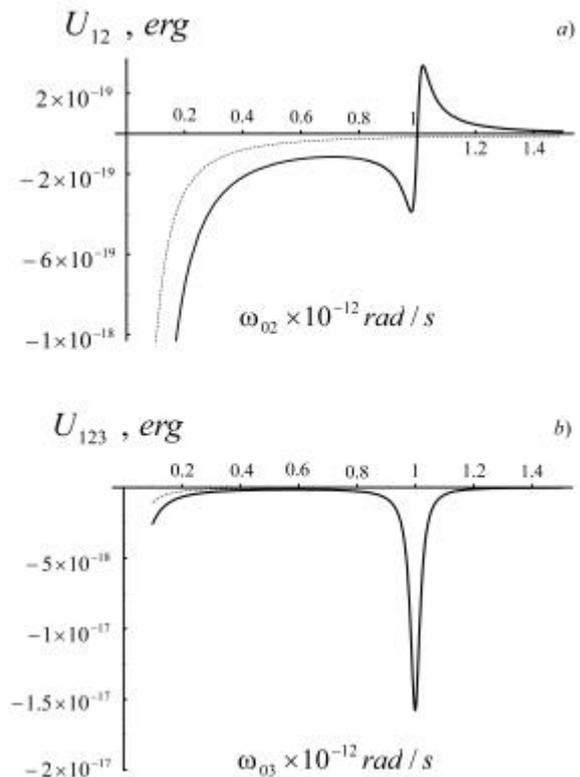


Fig.1 Two-particle quasiequilibrium energy of interaction at $T_1 = 300 \text{ K}$, $T_2 = 1000 \text{ K}$ (solid curve) and the equilibrium energy at $T_1 = T_2 = 300 \text{ K}$ $\mathbf{w}_{01} = 10^{12} \text{ rad/s}$ (dashing curve) as functions on the eigenfrequency of the second particle -a). Three-particle quasiequilibrium energy of interaction at $T_1 = 300 \text{ K}, T_{2,3} = 1000 \text{ K}$ (solid curve) and the equilibrium energy at $T_{1,2,3} = 300 \text{ K}$, $\mathbf{w}_{01} = \mathbf{w}_{02} = 10^{12} \text{ rad/s}$ (dashing curve) as functions on the eigenfrequency of the third particle -b).

The work was supported by the RFBR grant 03-02-17497.

[1] B. Linder, The Journal of Chemical Physics v.44 265 (1966).
 [2] B. Linder in "Intermolecular Forces", ed. by Joseph O. Hirschfelder (Interscience publishers, a division of John & Sons, New York, 1967).
 [3] Yu.S. Barash and V.L. Ginzburg Sov.Phys.Usp.v.27(7)467(1984).

Изучение многофазных наноструктур при помощи атомно-силового микроскопа, работающего в режиме фазового контраста

С.А. Зиганшина, А.А. Можанова, А.А. Бухараев, Н.М. Селиванова,
И.А. Челнокова *, А.В. Гедмина *, Л.Г. Шайдарова *, Г.К. Будников *

Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского КазНЦ РАН, Сибирский тракт, 10/7,
Казань, Россия

* Казанский государственный университет, ул. Кремлевская, 18, Казань, Россия
e-mail: sufia@mail.ru

В последние годы одной из основных тенденций в развитии атомно-силовой микроскопии (АСМ) является получение с ее помощью информации не только о морфологии поверхности, но и о различных физических свойствах вещества. В частности, при взаимодействии иглы колеблющегося кантилевера с поверхностью меняется разность фаз между колебаниями иглы и сигналом, задающим эти колебания. Таким образом, если на поверхности образца имеются области с неодинаковыми упругими свойствами, то в процессе сканирования, регистрируя изменение фазы колебаний, можно получать карту распределения этих свойств по поверхности образца с нанометровым разрешением и тем самым визуализировать структуру многофазных наноконструктов. В настоящей работе было изучено 2 типа объектов с неодинаковыми упругими свойствами поверхности. К первому типу относятся химически модифицированные электроды (ХМЭ) с электроосажденными наночастицами палладия, которые были изготовлены на кафедре аналитической химии КГУ. Ко второму – жидкие кристаллы, которые были синтезированы в КФТИ.

ХМЭ с каталитическими свойствами широко используются для анализа различных биологически активных соединений. В качестве модификаторов часто используются металлы платиновой группы, в частности палладий. В последние годы заметное внимание стали уделять морфологии поверхности электрода и размерам частиц нанесенного модификатора. Особый интерес представляют наночастицы металлов, которые приобретают специфические свойства, отличные от свойств макрокристаллов. Изменение свойств связывают с тем, что в наночастицах значительное число атомов находится на поверхности и их доля растет с уменьшением размера частиц. С наночастицами становится возможным протекание реакций, которые практически не идут на поверхности макрокристаллов. При этом эффективность каталитической реакции может быть увеличена в несколько раз.

В настоящей работе в качестве объектов исследования были использованы модифицированные электроды на основе

высокоориентированного пиролитического графита (ВОПГ) с электроосажденными частицами палладия. Методика получения ХМЭ заключалась в электроосаждении металла из сернокислого раствора PdCl_2 ($C = 1 \times 10^{-4}$ моль/л) при потенциале $E_3 = -0.4$ В. При варьировании времени электролиза от 5 до 40 сек были получены ХМЭ с разной каталитической активностью в реакции окисления щавелевой кислоты.

С использованием сканирующего зондового микроскопа Solver P47 фирмы НТ-МДТ были получены АСМ изображения наночастиц палладия в режимах топографии и фазового контраста. При анализе АСМ изображений, полученных в режиме топографии, было установлено, что при малом времени осаждения (5 сек.) на поверхности ВОПГ формируются частицы Pd со средним размером около 200 нм (рис. 1, а). При увеличении времени осаждения до 40 сек. средний размер частиц остается прежним, однако количество их на поверхности электрода растет и происходит объединение частиц в конгломераты. При сопоставлении топографии поверхности с АСМ изображениями, полученными в режиме фазового контраста (рис. 1, а, б), можно отметить, что частицы, полученные осаждением палладия в течение 5 сек, имеют сложную форму, т.е. состоят из нескольких наночастиц (конгломератов). При увеличении времени электроосаждения до 15 сек на АСМ изображении в режиме фазового контраста наблюдаются скопления мелких частиц палладия на вершинах крупных зародышей. При получении ХМЭ путем электроосаждения Pd в течение 30 сек на АСМ изображении фиксируется рост наночастиц металла в углублениях, а также слипание наночастиц на вершинах крупных зародышей. По данным АСМ в режиме фазового контраста самая развитая поверхность наблюдается для электрода, полученного в результате потенциостатического электроосаждения палладия в течение 40 сек. Таким образом, использование режима фазового контраста позволяет хорошо детализировать структуру наночастиц палладия, которая не видна на топографических изображениях.

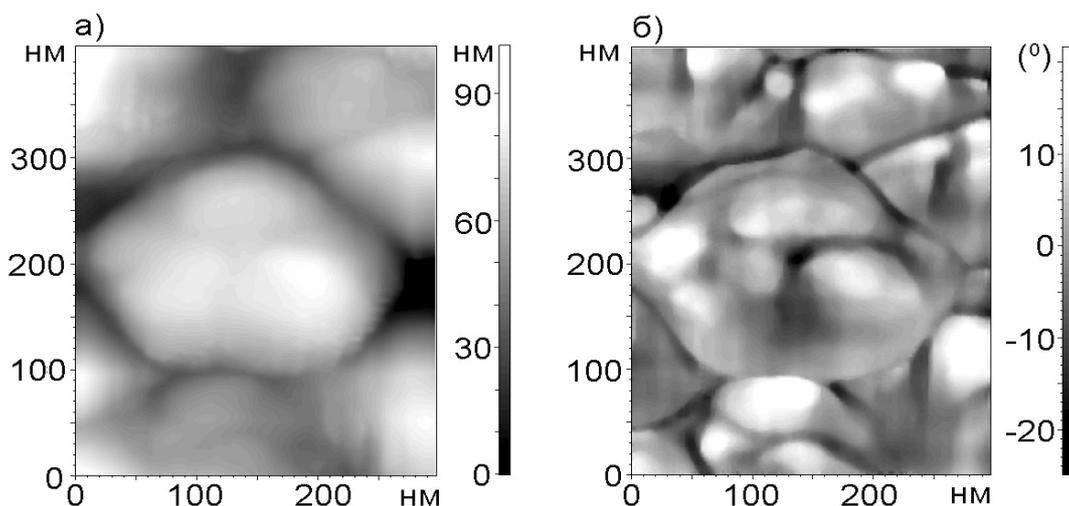


Рис. 1. АСМ изображения топографии (а) и фазового контраста (б) наночастиц палладия, полученных потенциостатическим электроосаждением на поверхности ВОПГ в течение 5 секунд.

Другим объектом исследования были жидкие кристаллы, полученные из бинарной системы на основе неионогенного поверхностно-активного вещества (ПАВ) (монододецилового эфира декаэтиленгликоля $C_{12}H_{25}O(CH_2CH_2O)_{10}H$) и гексагидрата нитрата европия(III): $Eu(NO_3)_3 \cdot 6H_2O$, сформированные на поверхности предметного стекла. Эти системы интересны с точки зрения люминесцентных свойств, эффективность которых повышается с увеличением степени упорядоченности ионов металла. С помощью сканирующего зондового микроскопа “Solver BIO” (фирмы “НТ-МДТ”, г. Зеленоград) были получены АСМ изображения в режимах топографии и фазового

контраста жидкокристаллических молекулярных комплексов, из которых был удален растворитель (рис. 2, а, б). На рис. 2-б видно, что в этом случае в мезофазе образуются области (темные участки), которые заметно отличаются от основной матрицы жидкого кристалла. Они, вероятно, представляют собой микрокристаллы гексагидрата нитрата европия(III), которые являются дефектами мезофазы. Таким образом, АСМ в режиме фазового контраста позволяет выявлять дефекты в жидких кристаллах. Использование АСМ как метода контроля качества получаемых жидких кристаллов позволит в перспективе разработать технологию создания бездефектных сред.

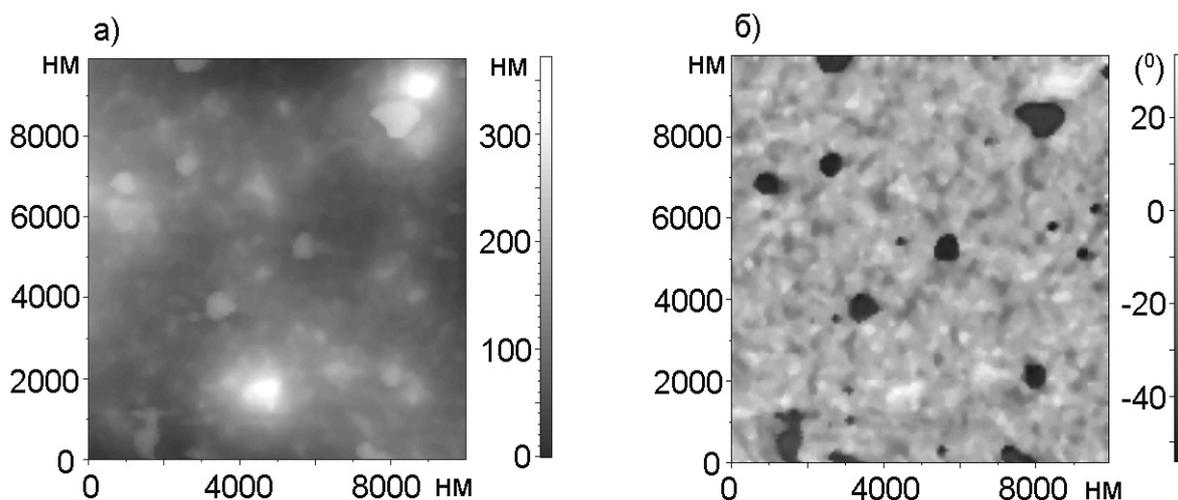


Рис. 2. АСМ изображения топографии (а) и фазового контраста (б) кристаллов в мезофазе жидкого кристалла.

Работа выполнена при поддержке Научно-образовательного центра КГУ “Материалы и технологии XXI века” (грант REC-

007), фонда РФФИ (№ гранта 04-03-32923 и НШ 1905.2003.2).

Изучение гидрофобных и гидрофильных свойств кремния с помощью атомно-силовой спектроскопии

А.А. Можанова, С.А. Зиганшина, А.А. Бухараев

Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского КазНЦ РАН, Сибирский тракт, 10/7,
Казань, Россия
e-mail: sufia@mail.ru

Одним из основных материалов используемых в микроэлектронике является кристаллический кремний. Реальная поверхность кремния на воздухе покрыта слоем, состоящим из диоксида кремния, адсорбированных углеводородных молекул и молекул воды. В технологии изготовления элементной базы нано- и микроэлектроники используют пассивированный кремний с атомарно-чистой гидрофобной поверхностью, устойчивой к воздействию воздушной атмосферы. Контроль качества поверхностной очистки кремния является важной прикладной задачей. В настоящей работе представлена методика контроля за состоянием поверхности кремния с помощью атомно-силовой спектроскопии (АСС).

В основе атомно-силовой спектроскопии лежит получение силовых кривых, которые отражают отклонение гибкой балки кантилевера при взаимодействии кончика его иглы с поверхностью в зависимости от расстояния между ними. При подводе иглы к поверхности на силовой кривой наблюдается скачек, который называют «прыжок в контакт», а при отводе – «прыжок из контакта».

«Прыжок из контакта» отражает адгезионное взаимодействие между иглой и поверхностью. При отводе иглы от образца (после приведения их в контакт) за счет действия сил адгезии игла следует за образцом до тех пор, пока сила упругости гибкой балки кантилевера консоли не превысит силы взаимодействия иглы с образцом. В этот момент происходит «прыжок из контакта» - отрыв иглы от образца и балка кантилевера возвращается в исходное недеформированное состояние.

Если образец гидрофильный и на его поверхности находится много полярных молекул, то сила адгезии между необработанной иглой (обычно гидрофильной) и поверхностью будет значительно больше, чем в случае гидрофобного образца. В последнем случае на поверхности гидрофобного образца находятся неполярные молекулы, не образующие связей с молекулами иглы.

В данной работе исследовались гидрофобные и гидрофильные свойства поверхности кристаллического кремния двумя способами: стандартным (по смачиваемости поверхности образца дистиллированной водой) и методами АСС. Гидрофильные образцы были

изготовлены путем формирования слоя диоксида кремния на поверхности кристаллического кремния. Для этого кристаллический кремний (марки КЭФ-4,5) был последовательно обработан в растворе «пиранья» (смесь $H_2SO_4 : H_2O_2$ в соотношении 7 : 3) (20 мин.), насыщенном растворе щелочи (КОН) (10 мин.), 0.1 М соляной кислоте (10 мин.), снова в щелочи (5 мин.) и промыт дистиллированной водой. Гидрофобные образцы кремния были изготовлены 2-мя способами. Первый способ (пассивация методом гидрогенизации) заключался в получении гидрофильной поверхности кремния (как описано выше) с последующей обработкой в ацетоновом растворе плавиковой кислоты (~5 %) в течение 30 секунд в атмосфере гелия. Второй способ получения гидрофобной поверхности включал следующие этапы: прокаливание очищенной гидрофильной поверхности при $120^{\circ}C$ для удаления следов влаги, обработка в толуольном растворе октадецилтрихлорсилана (ОТС) в течение 20 минут, промывание в толуоле и высушивание. В результате этих процедур на поверхности кристаллического кремния за счет хемсорбции образуется монослой ОТС, длинные цепи функциональных групп которых формируют плотно упакованную гидрофобную пленку.

Для качественного контроля степени гидрофобности получаемых поверхностей была определена их смачиваемость. Для этого свежеприготовленные образцы помещались на ровную площадку и на них, при помощи микропипетки, наносилось по 50 мкл дистиллированной воды. Для определения контактного угла каплю фотографировали в профиль с помощью цифрового фотоаппарата, после чего информация заносилась в компьютер, затем строилась касательная к поверхности капли в месте контакта с поверхностью и определялся равновесный краевой угол (θ). Смачиваемость (B) определялась как $\cos \theta$. Для образцов со слоем ОТС на поверхности равновесный угол $\theta = 110^{\circ}$ (смачиваемость $B = -0.34$), для пассивированных образцов $\theta = 95^{\circ}$ ($B = -0.09$) и для гидрофильного образца $\theta = 30^{\circ}$ ($B = 0.87$). Рассчитанные величины смачиваемости свидетельствуют о получении поверхностей с заданными свойствами (гидрофильной и гидрофобной). Для исследования степени гидрофобности кремния

методом АСС был использован атомно-силовой микроскоп Solver P47 фирмы НТ-МДТ. Применялись кремниевые кантилеверы (CSG – 11, с константами жесткости 0.03 и 0.1 Н/м). Для уменьшения ошибок, связанных с юстировкой и неточностью в определении постоянной упругости кантилевера, серии экспериментов проводились одной и той же иглой (для гидрофильного и гидрофобного образца), не меняя настройки луча на фотодиод. Все образцы были свежеприготовленные. Для изучения взаимодействия поверхностей с различными гидрофильными свойствами были изготовлены гидрофобные иглы. Первоначально новая кремниевая игла, как и любой кремний на воздухе, покрыта естественными углеводородными загрязнениями, окисной пленкой из диоксида кремния и парами воды. Такая игла является гидрофильной. После обработки ОТС или раствором HF (5 %) в ацетоне игла становится гидрофобной. Таким образом, в настоящей работе определены силы взаимодействия для 4 систем: гидрофобная игла – гидрофильный (гидрофобный образец) и гидрофильная игла – гидрофильный (гидрофобный образец).

Измерения проводились в режиме регистрации силовых кривых. Из этих кривых вычислялась сила адгезии (F) иглы к образцу по формуле:

$$F = k_c \times \Delta\delta_c$$

где k_c – постоянная упругости кантилевера, $\Delta\delta_c$ – отклонение кантилевера.

Из экспериментальных результатов представленных в виде гистограмм видно, что сила взаимодействия между гидрофильными поверхностями наибольшая ($F = 55 \pm 6$ Н/м) (рис. 1, полосатые столбцы). При замене образца на гидрофобный наблюдается уменьшение силы адгезии более чем в 10 раз: пассивированный кремний ($F = 1.44 \pm 0.06$ Н/м) (рис. 1, серые столбцы); образец, обработанный ОТС ($F = 6.8 \pm 0.5$ Н/м). Величина силы взаимодействия между гидрофобной иглой (как пассивированной, так и обработанной ОТС) с гидрофильной поверхностью больше величины силы взаимодействия в случае гидрофильной иглы и гидрофобной поверхности примерно в 3 раза ($F = 17 \pm 6$ Н/м).

Полученные результаты демонстрируют, что методом АСС можно легко различать поверхности кремния с гидрофильными и гидрофобными свойствами. При смене образца кремния с гидрофобного на гидрофильный наблюдается увеличение в ~ 10 раз силы взаимодействия между иглой и образцом как в случае гидрофильной, так и в случае гидрофобной игл.

Таким образом, регистрируя величину адгезионного взаимодействия иглы кантилевера атомно-силового микроскопа с поверхностью Si, можно с высокой степенью достоверности контролировать степень гидрофобности поверхности и на этом основании судить о качестве очистки и пассивации поверхности Si методом гидрогенизации.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (НИИ 1905.2003.2).

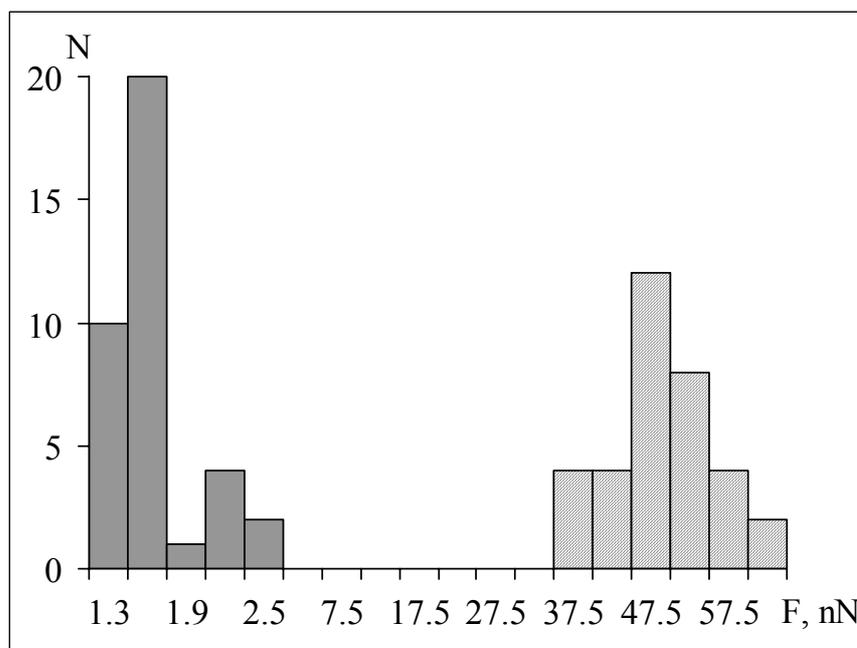


Рис. 1. Гистограмма сил адгезии, полученных из силовых кривых, отражающих взаимодействие необработанной иглы кантилевера силового микроскопа с гидрофильной (полосатые столбцы) и гидрофобной (серые столбцы) поверхностью кремния

Morphology of naphthalimide rotaxane grafted onto SAM on Si(100) observed by atomic force microscopy

O.Karban^{1,2}, M.Lubomska¹, M.Pollard¹, E.R. Kay³, J.K.Y. Wong³, P.Rudolf¹,
B.Feringa¹, D.Leigh³

¹Materials Science Centre, Rijksuniversiteit Groningen,
Nijenborgh 4, 9747AG Groningen, The Netherlands.

²Physical-technical Institute of UrB RAS, Russia

³School of Chemistry, University of Edinburgh, The King's Buildings,
West Mains Road, Edinburgh EH9 3JJ, United Kingdom.

Mechanically interlocked molecules such as rotaxanes are aesthetically fascinating and of interest for their potential in molecular-scale devices. Rotaxane, stimuli-responsive “molecular shuttles” are molecules where a macrocyclic “bead” is locked onto a linear “thread” by bulky “stoppers”. Large amplitude motion of the macrocycle can be induced by a chemical reaction initiated by some external stimuli (e.g. light, electrons, heat, pH, polarity of the environment etc.). While the solution chemistry of rotaxanes has been explored extensively, the study of the surface chemistry of these species has been limited. Considerable interest has been focused on the preparation and characterization of functionalized, switchable, ordered arrays of rotaxanes which appear to be new promising multifunctional materials. While alkanethiol SAM, Au(111) functionalized with the macrocycle or rotaxane have been examined [1,2,3] the behavior of these systems on acid-terminated silanized SAMs on Si(100) were not previously reported. In the present paper, we show our first results on the morphology investigation of carboxylic acid-terminated SAM deposited on Si(100) functionalized with naphthalimide rotaxane.

Naphthalimide rotaxane were synthesized in School of Chemistry University of Edinburgh, Edinburgh, United Kingdom. [4] The self-assembled monolayers (SAMs) were prepared by immersing the oxidized silicon wafer in 10^{-3} M solution of 2',2',2'-trifluoroethyl-11-(trichlorosilyl)undecanoate in a freshly distilled toluene for 2 hours, at room temperature (21 °C). The samples were then sonicated in three steps in freshly distilled toluene and dried in an argon flow. The carboxyl modified silicon substrates were obtained by hydrolysis of ester groups into carboxylic acid by immersing into 8 M HCl solution at 90 °C, for 2 hours. The samples were then ultrasonically cleaned in water (Milli-Q, 18.0 MΩ) and dried under an argon flow before contact angle measurements, introduction into ultrahigh vacuum for characterization by X-ray photoemission spectroscopy (XPS) or Atomic Force Microscopy (AFM). The carboxylic acid terminated SAM was immersed into 10^{-3} M naphthalimide rotaxane solution in dichloromethane for 6 days, at room temperature (21

°C). The naphthalimide rotaxane are physisorbed on the acid-terminated surface by hydrogen bonding between the pyridine group of the macrocycle and the carboxylic acid of the SAM. [1-3] The resulting films featured complete and uniform coverage of the SAM with a monolayer of shuttles, with the long axis of the rotaxane thread lying parallel to the surface, see Fig. 1. The rotaxane bonded to the surface by the macrocycle should have the ability to perform movement of the thread when exposed to external stimuli. [1-3]

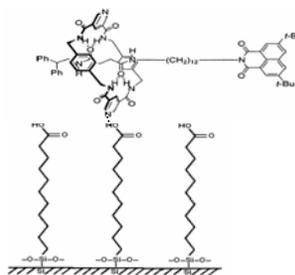


Figure 1. Simplified representation of functionalization process of carboxylic acid terminated self-assembled monolayer with naphthalimide rotaxane.

AFM measurements were performed (always under ambient air, unless stated differently) on the Probe NanoLaboratory Ntegra (NT-MDT, Russia) operating in both contact and semi-contact mode. The Si_3N_4 tips with spring constants 0.05 N/m were used for contact mode imaging. Semicontact images were acquired using “Golden” silicon probes.

The samples used in this study have previously been investigated using photoelectron spectroscopy. Three different points of each sample were analyzed to check for homogeneity. The same atomic proportions have been found for all points of the same sample. We could conclude that all samples can be considered homogeneous and that the self-assembled monolayer is completely covered.

Results and discussion

AFM image on a scale of 400 nm for SAM deposited directly on silicon substrate are given in Figure 2a. AFM study of SAM shows smooth and

homogeneous monolayers. Roughness analysis yields a R_{ms} value of 0.07 nm (from 300x300 nm² areas) for

good agreement with the results obtained for the

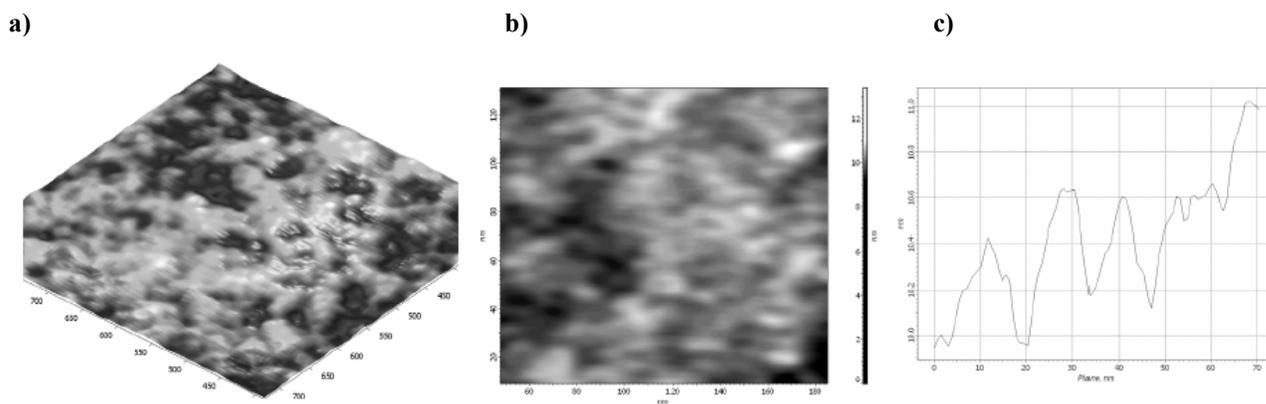


Figure 2 AFM topographical image a) carboxylic acid terminated self-assembled monolayer (SAM); b) naphthalimide rotaxane grafted onto SAM; c) topographical profile

contact mode. For semi-constant mode the roughness increases (R_{ms} is 0.11 nm) due to strong inelastic interaction between oscillating tip and rather long C-C chains of the SAM layer.

The naphthalimide rotaxane adsorption clearly changes the morphology of the surface (Fig. 2b). The surface roughness of naphthalimide rotaxane grafted onto SAM, R_{ms} (is 0.37 nm for area 300x300 nm), is higher than the one obtained for SAM alone. This can be easily explained taking into account that the average diameter of naphthalimide rotaxane molecule is relatively large (2 nm). The topographical profile, presented on Fig. 2c, gives the size of molecules of 5 nm on a semi-width level. Lateral structure size is higher comparing to expected size of a single naphthalimide rotaxane molecule, which is due to convolution of the tip shape and atomically flat morphological features. Since the AFM features are affected by the convolution with the tip shape, when the naphthalimide rotaxane molecules are very closely packed on the surface, it is necessary to know the exact tip shape to detect the exact size and distance between molecules.

The tip-sample interaction force was monitored during a tip-surface approach-retract cycle in the measurements of force vs tip-sample distance curves for SAM and naphthalimide rotaxane layer. Hysteresis between the approach and retraction curves give information about tip-sample adhesion forces which, in turn, depend on the chemical nature of the tip-sample interface. [5] Measuring SAM and naphthalimide rotaxane layers with the same tip yield a tip-sample adhesion force of 17 nN for SAM and 37 nN for the naphthalimide rotaxane layer, respectively. Since all measurements were done with the same cantilevers, the relative values of the adhesion forces can be assumed to be correct. This estimation is in a

contact angle measurements. The values of the static contact angle obtained on carboxylic acid terminated SAM 60 s after deposition of the water (MilliQ 18 M Ω) drop was $17 \pm 2^\circ$, and during the following minute the drop wetted the surface and the contact angle dropped below $10 \pm 2^\circ$, as expected for the hydrophilic surface. [6] After functionalization of the SAM with naphthalimide rotaxane contact angle of the water drop increase to $67 \pm 2^\circ$, which confirms presence of rotaxane whose phenyl, imide and ester groups are responsible for the more hydrophobic character of the surface.

Conclusions

The AFM technique can be used to characterize the self-assembled monolayers and supramolecular species on non-conducting substrates like silicon, Si(100). The AFM data obtained for naphthalimide rotaxane grafted on TETU SAM shows tightly packed monolayer of “molecular shuttles” on SAM, with a tendency to arrange on the surface. This result confirms our previous data obtained by XPS and contact angle techniques.

- [1]. Cecchet F., Pilling M., Hevesi L., *et al.* J. Phys. Chem. B, 107, **2003**, 10863
- [2]. Whelan C.M., Cecchet F., Baxter R., *et al.* J. Phys. Chem. B, 106, **2002**, 8739-8746
- [3]. Cecchet F., Rudolf P., Rapino S., *et al.* J. Phys. Chem. B, 108, **2004**, 15192-15199
- [4]. Leigh D.A., Murphy A., Smart J.P., *et al.* Angew. Chem. Int. Ed. Engl. 36, **1997**, 728
- [5]. Bhushan B., Sundararajan S., Acta Mater. 46, **1998**, 3793
- [6]. Strither, T.; Cai, W.; Zhao, X.; *et al.* J. Am. Chem. Soc. 122, **2000**, 1205.

Способ автоматической коррекции искажённых дрейфом СЗМ-изображений

Р. В. Лапшин

НИИ Физических проблем им. Ф. В. Лукина, Лаборатория твердотельной нанотехнологии

Россия, 124460, г. Москва, г. Зеленоград, проезд 4806, дом 6

e-mail: rlapshin@yahoo.com, web: www.nanoworld.org/homepages/lapshin/

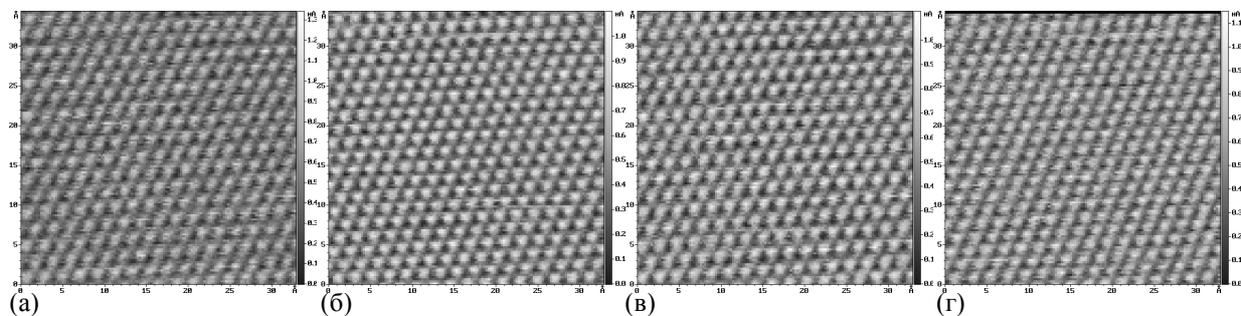


Рис. 1 Искажённые дрейфом ВСИ атомной поверхности пиролитического графита. (а), (б) Первая пара ВСИ. (в), (г) Вторая пара ВСИ. Режим измерений: СТМ, постоянная высота, $U_{\text{тун}}=85$ мВ, $I_{\text{тун}}=750$ пА. Число точек в растре 128×128 . Размер шага при сканировании: $\Delta_x=0.257$ Å, $\Delta_y=0.269$ Å. Число усреднений в точке растра 15. Измеренная скорость сканирования 187.6 Å/с. Время сканирования 1 мин 29 с. Средняя скорость дрейфа в латеральной плоскости 0.1 Å/с.

Анализ искажений, вызываемых дрейфом зонда сканирующего микроскопа относительно поверхности образца, показывает, что в латеральной плоскости дрейф приводит к растяжению/сжатию изображения вдоль осей x и y растра, а также к перекосу картинки вследствие сдвига строк/столбцов изображения относительно друг друга. То же самое, но в отношении высоты рельефа, происходит в вертикальной плоскости. Здесь неверно изображаются перепады высот, и появляется добавочный несуществующий наклон поверхности [1, 2].

Поскольку скорость дрейфа за время сканирования изображений небольшого размера изменяется медленно [1-3], описанные искажения можно представить в виде линейного преобразования [1, 2].

С целью отыскания неизвестных коэффициентов линейного преобразования выполняется встречное сканирование поверхности. В результа-

те получается одна или две пары изображений, строки которых прочерчиваются в противоположенных направлениях, и перемещения от строки к строке в одном изображении происходят в направлении противоположенном направлению перемещения в другом [1-3]. Скорости сканирования в обоих изображениях задаются одинаковыми. Подобные изображения будем называть встречно-сканированными изображениями (ВСИ).

Для ВСИ характерно наличие точки, называемой точкой совмещения (ТС), общей для обоих изображений. В точке совмещения траектория развёртки первого прямого изображения заканчивается, а траектория развёртки второго встречного ему изображения начинается.

Распознав в каждом ВСИ одну и ту же особенность поверхности и определив её латеральные координаты, можно, решив систему нелинейных уравнений, найти коэффициенты линейного преобразования и исправить вызванные дрейфом искажения в горизонтальной плоскости [2].

Поскольку реальные СЗМ-изображения имеют конечное разрешение, зашумлены и содержат сбойные участки, то для более точного определения параметров коррекции желательно использовать все имеющиеся на поверхности особенности. В качестве особенностей в применяемой процедуре распознавания используются определённые в самом общем виде элементы

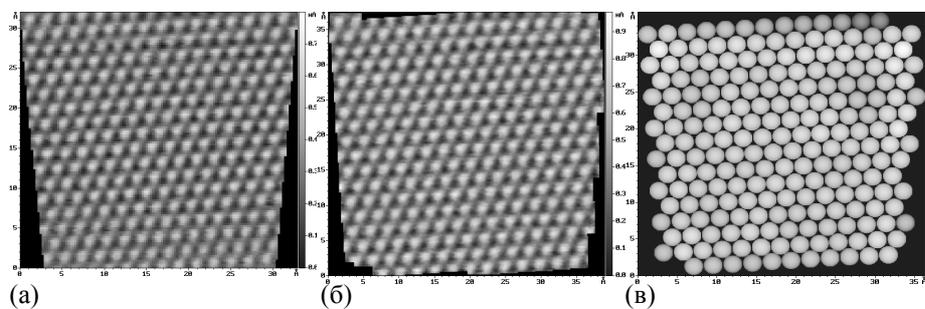


Рис. 2 Исправленный атомный рельеф поверхности пиролитического графита. (а) Линейная коррекция дрейфа. Средняя величина рассовмещения положений особенностей 0.260 Å. (б) Нелинейная коррекция дрейфа. Рельеф собран из отдельных частично перекрывающихся сегментов. Систематические погрешности масштабирования исправлены. Усреднённая постоянная решётки равна 2.4626 Å (относительная погрешность измерения 0.06 %). (в) Стилизованное изображение (шаровая модель).

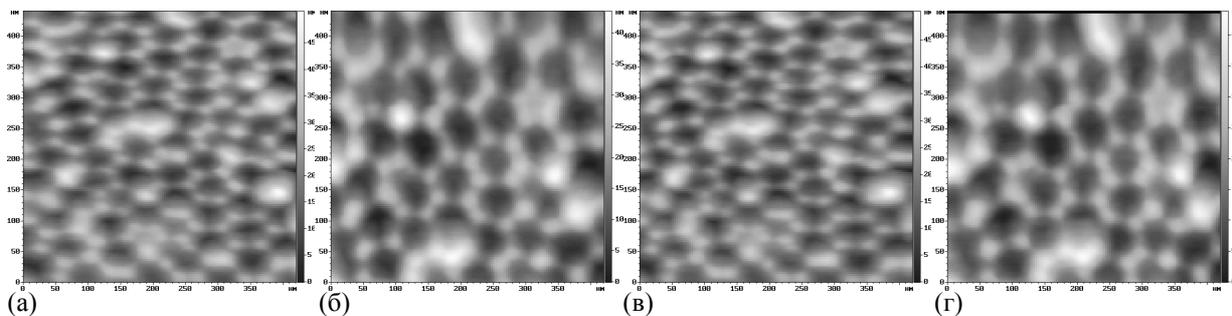


Рис. 3 Искажённые дрейфом ВСИ квазиупорядоченной пористой поверхности оксида алюминия. (а), (б) Первая пара ВСИ. (в), (г) Вторая пара ВСИ. Режим измерений: АСМ, тэппинг мода, $k \approx 20$ Н/м, $f = 290.295$ кГц. Число точек в растре 128×128 . Размер шага при сканировании: $\Delta_x = 3.283$ нм, $\Delta_y = 3.443$ нм. Число усреднений в точке раstra 5. Измеренная скорость сканирования 933.5 нм/с. Время сканирования 3 мин 50 с. Средние скорости дрейфа в латеральной и вертикальной плоскостях $15.4 \text{ \AA}/\text{с}$ и $3.3 \text{ \AA}/\text{с}$.

виде элементы рельефа типа “холм” или “яма” [3].

Искажения в вертикальной плоскости корректируются посредством совмещения пары полученных изображений в ТС с последующим усреднением рельефа в области перекрытия этих изображений. Совмещение исправленных изображений первой и второй пар ВСИ выполняется путём совмещения исправленных положений центров тяжести множеств особенностей общих для всех четырёх изображений с последующим усреднением рельефа в области перекрытия [2]. Помимо коррекции дрейфа в вертикальной плоскости усреднение рельефа приводит к уменьшению уровня шума в исправленном изображении.

Предложенный метод коррекции дрейфа позволяет не только оценивать погрешность исправления дрейфа, но и получать исправленные изображения, в которых предельная погрешность не превышает некоторого наперёд заданного значения.

Наименьшую погрешность обеспечивает нелинейная коррекция дрейфа: после исправления ВСИ в латеральной плоскости вокруг особенности вырезается небольшая квадратная окрестность – сегмент, которая помещается в позицию, являющуюся средним исправленных латеральных позиций этой особенности в соответствующем ВСИ; указанная операция выполняется для каждой особенности, после чего в местах наложения сегментов рельеф усредняется [2].

Другой способ нелинейной коррекции заключается в определении при помощи упомянутого выше линейного преобразования локальных коэффициентов/смещений особенностей с последующим построением регрессионных поверхностей. Используя регрессионные поверхности, можно определить локальные коэффициенты/смещения, соответствующие целочисленным координатам точек искажённого изображения, и исправить дрейф в латеральной плоскости

[2]. Последующее исправление дрейфа в вертикальной плоскости выполняется аналогично тому, как это делается при линейном подходе.

Сканирование рельефа выполнено на микроскопе Solver™ P4 производства НТ-МДТ. На Рис. 1 изображены две пары ВСИ поверхности высокоориентированного пиролитического графита. На представленных рисунках хорошо видны вызванные дрейфом искажения атомного рельефа. На Рис. 2 показан исправленный рельеф поверхности графита.

На Рис. 3 даны ВСИ квазиупорядоченной поверхности пористого оксида алюминия (образец изготовлен С. А. Гавриловым, МИЭТ). Сильный дрейф вызван нагревом образца, выполненным непосредственно перед началом сканирования с целью удаления влаги с гидрофильной поверхности пористого оксида. На Рис. 4 представлен исправленный рельеф поверхности оксида алюминия.

Разработанный метод можно применять при особенность-ориентированном сканировании поверхности [3] для исправления искажённых дрейфом сегментов рельефа.

[1] V. Y. Yurov, A. N. Klimov, Rev. Sci. Instrum., **65**, 1551 (1994).

[2] Р. В. Лапшин, Способ коррекции искажённых дрейфом изображений поверхности, полученных на сканирующем зондовом микроскопе, заявка на патент РФ, № 2004135449 (2004).

[3] R. V. Lapshin, Nanotechnology, **15**, 1135 (2004).

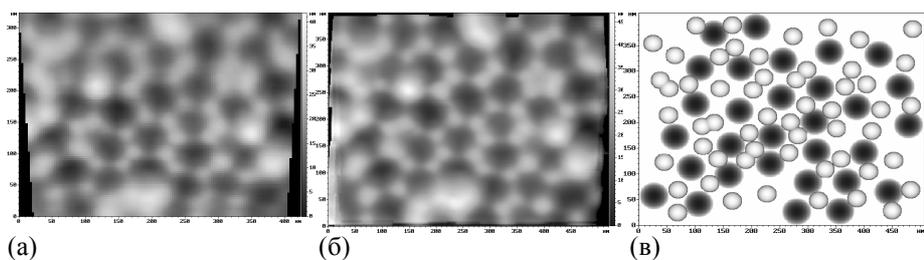


Рис. 4 Исправленный рельеф поверхности пористого оксида алюминия. (а) Линейная коррекция дрейфа. Средняя величина рассовмещения особенностей 15.9 нм. (б) Нелинейная коррекция дрейфа. Рельеф собран из отдельных частично перекрывающихся сегментов. Систематические погрешности масштабирования исправлены. Среднее расстояния между холмиками 53.6 нм, между порами 76.8 нм. (в) Стилизованное изображение.

Автоматическая распределённая калибровка сканера зондового микроскопа

Р. В. Лапшин

НИИ Физических проблем им. Ф. В. Лукина, Лаборатория твердотельной нанотехнологии

Россия, 124460, г. Москва, г. Зеленоград, проезд 4806, дом 6

e-mail: rlapshin@yahoo.com, web: www.nanoworld.org/homepages/lapshin/

В настоящее время сканер зондового микроскопа принято характеризовать четырьмя фиксированными параметрами, из которых три параметра это коэффициенты чувствительности X , Y , Z пьезоманипуляторов, а четвёртый параметр это угол косоности, учитывающий неортогональность XU пьезоманипуляторов [1]. Из-за нелинейности и гистерезиса пьезоманипуляторов [2], а также наличия между ними паразитных связей сканер зондового микроскопа может быть описан четырьмя указанными параметрами только вблизи начала координат, где влияние искажающих факторов незначительно. По мере удаления от начала координат, погрешность измерения рельефа заметно возрастает, достигая наибольшего значения на краю поля сканера.

Решить проблему позволяет распределённая калибровка сканера зондового микроскопа, в результате которой для каждой точки пространства перемещения сканера определяются три локальных калибровочных коэффициента (ЛКК) K_x , K_y , K_z . Используемая при калибровке эталонная поверхность должна содержать элементы, называемые далее особенностями, расстояния между которыми и высота которых известны с высокой точностью. Для того чтобы исправить искажённое изображение рельефа неизвестной поверхно-

сти, координаты каждой его точки умножаются на соответствующий ЛКК.

При проведении распределённой калибровки [3, 4] поле сканера “покрывается” сеткой с квадратными ячейками, узлы которой соответствуют абсолютным координатам сканера \bar{x} , \bar{y} , \bar{z} (см. Рис. 1). В ходе калибровки в окрестности каждого узла сетки производится поиск локальных калибровочных коэффициентов.

Зонд микроскопа перемещается по узлам сети как по растру: движется по строке в прямом направлении, переходит на следующую строку, движется по строке в обратном направлении, переходит на следующую строку и т. д. Задание положения \bar{z} точного Z манипулятора производится посредством грубого Z манипулятора. После каждого перемещения из одного узла сети (точнее окрестности этого узла) в другой узел сети выдерживается некоторая пауза необходимая для того, чтобы дождаться прекращения вызванного этим перемещением крипа пьезоманипуляторов сканера.

После окончания паузы, используя процедуру привязки [3], “захватывается” ближайшая к этому узлу особенность эталонной поверхности (особенность A , см. Рис. 1а), которая удерживается затем некоторое время в “поле зрения” прибора путём повторных привязок. В качестве особенностей эталонной поверхности могут использоваться определённые в самом общем виде элементы рельефа типа “холм” или “яма” [3].

Выполнив привязку к особенности A , ближайшей к текущему узлу сетки, производится сканирование апертуры [3] – окрестности захваченной особенности, вмещающей её ближайших соседей. В ходе распознавания апертуры определяются (приблизительно) относительные координаты особенностей-соседей, образующие локальную калибровочную структуру (ЛКС) [3, 4].

После обнаружения ЛКС выполняется скиппинг [3, 4] между особенностью A и её соседями, целью которого является точное измерение относительных координат соседей. В простей-

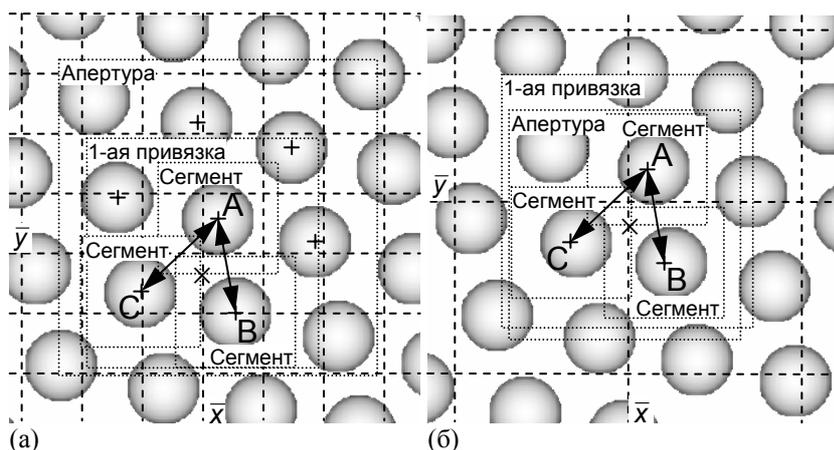


Рис. 1 Распределённая калибровка сканера зондового микроскопа. Сетка, разбивающая поле сканера на квадратные ячейки, показана пунктирными линиями. Точка (\bar{x}, \bar{y}) является текущим узлом сети, вблизи которого ищутся ЛКК. Привязка зонда к (а) отдельной особенности, (б) ЛКС. В роли ЛКС эталонной поверхности выступает группа из трёх особенностей A , B и C , расстояния между которыми *a priori* известны с высокой точностью. Позиции обнаруженных в процессе калибровки особенностей обозначены знаком “+”. Определение ЛКК производится для “центра тяжести” ЛКС ABC , обозначенного как “x”. Стрелки между особенностями A и B , A и C символизируют скиппинг.

шем случае, когда в качестве ЛКС используются три особенности А, В, С, расстояния между которыми *a priori* точно известны, например, три соседних атома углерода на поверхности высокоориентированного монокристалла пиролитического графита [1], достаточно выполнить два скиппинга: $A \leftrightarrow B$ и $A \leftrightarrow C$. Определив точные координаты особенностей, составляющих ЛКС, вычисляются ЛКК K_x, K_y, K_z .

Напомним, что, благодаря скиппингу, результаты измерения относительного расстояния между двумя особенностями практически не искажены дрейфом, поэтому получаемая сеть ЛКК не зависит ни от скорости сканирования, ни от его направления. Кроме того, результаты распределённой калибровки не искажены гистерезисом, поскольку все перемещения в активной фазе выполняются точно от одной особенности поверхности к другой.

В качестве абсолютных координат $\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}$ ЛКС, которым сопоставлены ЛКК K_x, K_y, K_z , удобно выбрать координаты “центра тяжести” калибровочной структуры. Если вблизи текущего узла сетки имеется несколько калибровочных структур, то среди них после распознавания апертуры выбирается та, чьи координаты расположены ближе остальных к текущему узлу сетки.

Абсолютная величина скорости дрейфа во время привязки зонда к особенности или в процессе выполнения скиппинга может быть большой, важно только, чтобы текущая особенность за время сканирования сегмента не “уплывала” за пределы сегмента.

Другим условием, накладываемым на дрейф, является условие неизменности скорости дрейфа в течение времени выполнения одного цикла скиппинга [3-5]. Чем лучше выполняется последнее условие, тем с меньшей погрешностью будет исправлен дрейф микроскопа, и тем точнее будут определены ЛКК. Как показывают измерения, скорость дрейфа может считаться практически неизменной на протяжении десятков секунд [3, 5], при этом продолжительность одного цикла скиппинга соседних атомов углерода на поверхности графита приблизительно равна 300 мс [3].

Чувствительность ЛКК к погрешностям в определении координат положения особенностей поверхности [1], образующих ЛКС, устраняется путём многократного повторения измерений. Количество повторных локальных измерений ЛКС принципиально ничем не ограничено. Полученные в процессе распределённой калибровки ЛКК вместе с абсолютными действительными координатами ЛКС, которым они соответствуют, помещаются в калибровочную базу данных. Проводя через искажённые шумами ЛКК регрессионные поверхности, определяются искомые ЛКК, соответствующие целочисленным координатам точек исправляемого изображения.

На Рис. 16 показана разновидность распределённой калибровки, при которой в процессе

привязки зонда микроскопа и сканирования апертуры оперируют не отдельной особенностью, а целой ЛКС. Данный способ калибровки использует апертуру меньшего размера, что позволяет увеличить производительность распределённой калибровки. Способ следует применять в случаях, когда шаг исходной сетки больше характерного размера ЛКС.

Используя в качестве эталонной поверхности атомарную поверхность кристалла, можно получить распределение ЛКК с очень высокой плотностью. Однако в настоящее время покрыть столь частой сеткой весь диапазон перемещений сканера, да ещё и на нескольких уровнях невозможно из-за недостаточно высокого быстродействия современных микроскопов.

Тем не менее, в ряде случаев бывает достаточно точно откалибровать лишь небольшую область пространства сканера, расположенную в окрестности точки начала координат, где остаточные погрешности наименьшие. Для выполнения необходимых измерений исследуемый участок поверхности может быть просто перенесён с помощью грубых X, Y манипуляторов, грубого Z манипулятора и процедуры привязки зонда к особенности в эту часть пространства точного сканера [3, 4].

Отметим в заключение, что успешное решение задачи нахождения ЛКК, распределённых в пространстве перемещений сканера, в большой степени зависит от свойств используемой эталонной поверхности, которая должна обладать неизменной структурой в каждой точке поля сканера. К сожалению, на практике дефекты и остаточные напряжения искажают поверхностную структуру эталона, что несколько усложняет распределённую калибровку на больших полях.

В этом случае приходится, используя грубые X, Y манипуляторы, грубый Z манипулятор и процедуру привязки зонда микроскопа к особенности, перемещать предварительно выбранный “совершенный” участок поверхности эталона в пространстве точного сканера для того, чтобы калибровать всё пространство сканера только этой небольшой областью поверхности эталона [3, 4].

[1] R. V. Lapshin, Rev. Sci. Instrum., **69**, 3268 (1998).

[2] R. V. Lapshin, Rev. Sci. Instrum., **66**, 4718 (1995).

[3] R. V. Lapshin, Nanotechnology, **15**, 1135 (2004).

[4] Р. В. Лапшин, Способ автоматической распределённой калибровки сканера зондового микроскопа, заявка на патент РФ, № 2005101495 (2005).

[5] Р. В. Лапшин, Способ коррекции искажённых дрейфом изображений поверхности, полученных на сканирующем зондовом микроскопе, заявка на патент РФ, № 2004135449 (2004).

Диагностика поверхности кристалла методом фазового контраста АСМ.

А.Р. Галимзянов¹, С.С. Косолюбов², Д.В. Щеглов^{1,2}, А.В. Латышев^{1,2}

¹Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090

²Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, 630090

e-mail: sheglov@thermo.isp.nsc.ru

Преимущества полуконтактного метода сканирования поверхности атомно-силовым микроскопом побуждают исследовать его возможности не только для идентификации топологии поверхности, но и для диагностики таких свойств поверхности кристаллов как микротвердость, адгезионные свойства, смачиваемость, способность накапливать заряд и др. В основе такой диагностики лежит регистрация и интерпретация сбой фазы колебаний резонирующего зонда атомно-силового микроскопа при взаимодействии с поверхностью. Физические закономерности сбой фазы не являются достаточно изученными, что затрудняет корректную интерпретацию получаемой о поверхности информации. Данная работа посвящена исследованию возможностей метода фазового контраста при диагностике свойств поверхности в полуконтактном режиме сканирования АСМ.

Для проведения экспериментов в атмосферных условиях был использован атомно-силовой микроскоп «Solver P-47H» (NT-MDT) с вертикальным разрешением до 0,5 ангстрема, который для улучшения разрешения и воспроизводимости эксперимента был помещен в специальную изолированную от электромагнитных помех, заземленную

виброшумозащитную ячейку. Для контроля толщины адсорбированного на поверхности образца слоя воды, который оказывает существенное влияние на получаемую информацию, микроскоп был дополнен ячейкой управления влажностью, которая позволяла изменять относительную влажность воздуха в зоне образец-зонд от 25 до 85 % в термостатированных условиях. Возможности диагностики, основанной на регистрации фазового контраста полуконтактного сканирования АСМ исследовались на ступенчатой поверхности кремния (111). Кремний был выбран как модельный материал с хорошо изученной поверхностной структурой и морфологией. Образцы кремния представляли собой пластины кремния (111) размером 0,25x1x8мм³ и с разориентацией менее одного градуса. После стандартной химической обработки образцы зажимались в специальном держателе образцов. Чистая поверхность кремния подготавливались высокотемпературным отжигом в сверхвысоковакуумной (УВВ) камере. Образец прогревался пропусканием прямого электрического тока. Средняя шероховатость полученных террас составила, по измерениям АСМ, величину менее 0,6 ангстрем. Кремний,

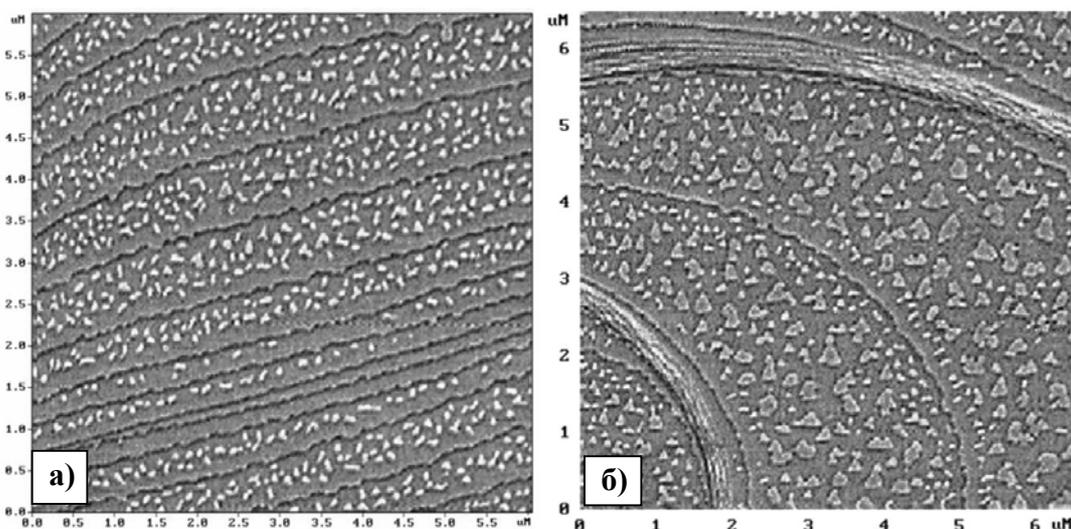


Рис.1 Примеры применения фазового контраста для идентификации и анализа точной формы и распределения положительных островков кремния и моноатомных ступеней после гомоэпитаксии.

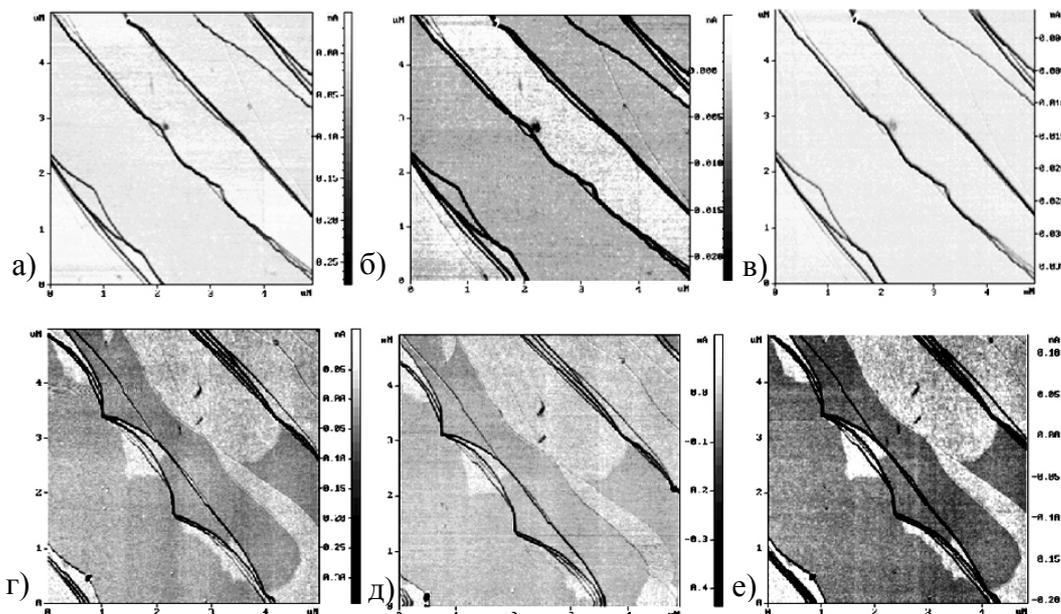


Рис.2 Изменение разности сбоя фазы на реконструированной и нереконструированной поверхности кремния (111) при напыления золота при изменении амплитуды колебаний кантилевера: а) - 200 ангстрем, б) - 800 ангстрем, в) 2000 ангстрем, и при изменении скорости сканирования кантилевером поверхности: г) - 2 мкм/с, д) - 10 мкм/с, е) 25 мкм/с.

золото, медь, германий напылялись на поверхность кремния (111) из обезгаженного испарителя в УВВ-камере.

Рисунок 1 демонстрирует фазовое АСМ изображение поверхности кремния (111) после гомоэпитаксии. Наблюдаются полосы, которые соответствуют террасам между моноатомными ступенями, высота которых для ориентации кремния (111) составляет 0,314 нм. Светлые образования на террасах представляют собой положительные двумерные островки кремния.

На рисунке 1а можно выделить террасы с островками и без, что объясняется наличием длины миграции адатома кремния по поверхности кремния: те террасы, которые шире, чем удвоенная длина миграции будут содержать островки роста, - на остальных, адатомы встраиваются в ступень, не образуя островков. Таким образом, можно определять длину миграции адатома для различных направлений на вицинальной поверхности кремния (111). На рисунке 1б кроме моноатомных ступеней присутствуют эшелон ступеней (участки с их высокой плотностью). Однако фазовое изображение позволяет и на этом участке поверхности идентифицировать островки кремния, области обеднения, точную форму ступеней, хотя перепад высот для этого участка поверхности составил величину ~30 нм.

Рисунок 2 показывает результаты исследования изменения разности сбоя фазы на реконструированной и нереконструированной поверхности кремния (111) при напыления золота при изменении амплитуды колебаний кантилевера: а) -200 ангстрем, б) - 800 ангстрем, в) 2000 ангстрем, и при изменении скорости сканирования кантилевером поверхности: г) - 2 мкм/с, д) - 10 мкм/с, е) 25 мкм/с.

Также в работе исследовано влияние на сбой фазы колебаний зонда АСМ как кинетических параметров сканирования: скорости, частоты, силы взаимодействия с поверхностью, так и физических: толщины адсорбированного на поверхности слоя влажности в зависимости от относительной влажности, толщины естественного и термического окисла, областей с различным сверхструктурным устройством, тонких металлических пленок, линий локального окисления. Оптимизированы условия сканирования и регистрации фазового контраста. Показана возможность регистрации различия фазового контраста от областей на поверхности кремния с различной сверхструктурой, когда вертикальная разность уровней составляет субангстремную величину. На основе анализа взаимодействия иглы атомно-силового микроскопа с поверхностью кристаллов создана методика определения толщины адсорбированной на поверхности жидкости в полуконтактном режиме сканирования поверхности. Показано влияние свойств естественного окисла на взаимодействие зонда с поверхностью. Рассмотрены основные физические закономерности, лежащие в основе принципа формирования фазового контраста в атомно-силовой микроскопии. Освоена и оптимизирована методика комплексного анализа фазового контраста для получения интересных свойств поверхности.

Работа выполнена при поддержке программы Министерства образования и науки РФ «Развитие научного потенциала высшей школы».

Локальная туннельная спектроскопия сверхтонкой пленки CuI.

В.Ю.Юров, А.Н.Климов

Центр естественно-научных исследований Института Общей Физики РАН, ул. Вавилова, 38, Л-2,
Москва, Россия
e-mail: yurov@kapella.gpi.ru

Развитие нанотехнологии подразумевает создание и использование структур нанометрового размера. Однако при создании таких структур с размером порядка 2-5 нм необходимо учитывать проявление квантоворазмерных эффектов. Это приводит к сдвигу энергетических уровней и модификации свойств самих структур. Методом сканирующей туннельной микроскопии/спектроскопии (СТМ/СТС) исследованы электронные свойства сверхтонкой пленки CuI при адсорбции йода в сверхвысоковакуумных условиях.

Йод, адсорбированный на меди (111), удобно использовать как модельную систему, поскольку при небольшом изменении степени покрытия йодом Θ поверхность существенно меняет свое электронное состояние: начиная от металла ($\Theta=0$ МС), через проводящую пленку ($\Theta=1$ МС), и, наконец, образуя хорошо упорядоченную полупроводниковую пленку CuI ($\Theta>1$ МС). Процесс адсорбции йода на поверхности металлов в СВВ условиях хорошо исследован с помощью СТМ [1], в том числе с атомарным разрешением. В процессе адсорбции йода на Cu(111) в СВВ условиях сначала возникает хемосорбированный слой йода, а при больших степенях покрытия зарождается весьма тонкая пленка CuI (толщиной в два бислоя Cu-I-Cu-I) [1]. Такой двойной бислоем CuI образует сплошную упорядоченную двумерную пленку предельно малой толщины. При этом встает закономерный вопрос об электронной структуре такой пленки. Точнее говоря, достаточно ли двух бислоев CuI, чтобы электронный спектр такой пленки походил на спектр объемного кристалла? В настоящей работе методом СТС исследовалась величина запрещенной зоны для пленок CuI минимально возможной толщины.

При проведении экспериментов базовое давление в сверхвысоковакуумной установке составляло $2 \cdot 10^{-10}$ Торр [2,3]. Для проведения СТМ/СТС измерений использовались PtRh и PtIr иглы. Адсорбция йода, запись СТМ изображений и СТС измерения проводились при комнатной температуре. Для контроля химического состояния поверхности при адсорбции I_2 использовались электронная оже-спектроскопия (ЭОС).

В нашем эксперименте для СТС измерений были реализованы одновременно два подхода и параллельно существовало два канала: - первый для записи ВАХ и второй – для производной ВАХ через синхронный детектор.

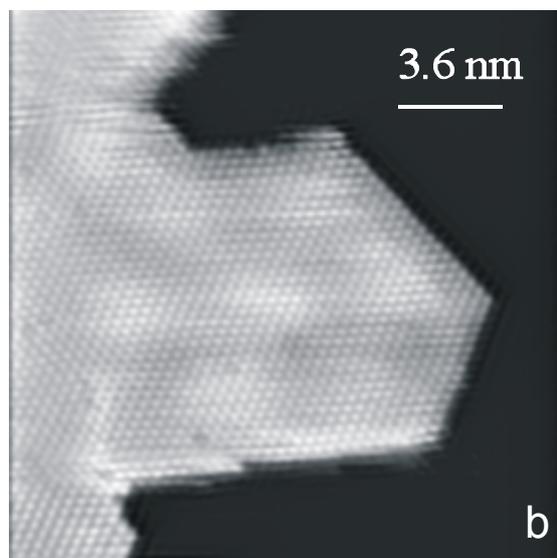
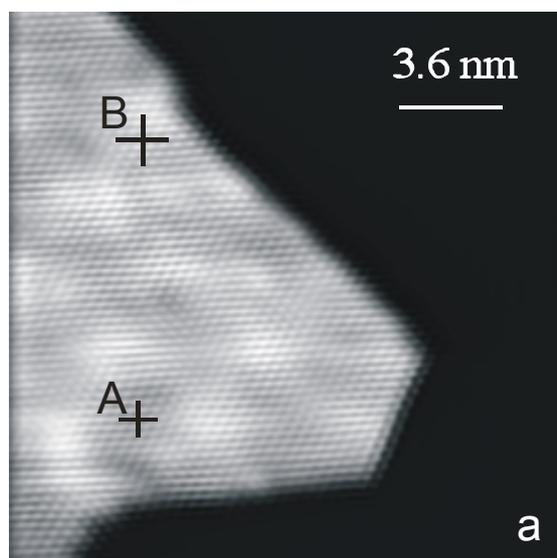


Рис. 1 а) СТМ изображение ($I_t = 0,4$ нА, $U_t = -0,4$ В) островка тонкой пленки из двух бислоев CuI в окружении монослоя йода адсорбированного на поверхности Cu(111).; б) Разрушение пленки йодида в результате воздействия тока в точке В (Рис.1а) при разрушающем режиме СТС.

В соответствии с [1] пленка CuI толщиной в два бислоя образуются в достаточном количестве на поверхности при соотношении оже-пиков меди и йода $\eta = 0,54$. Поэтому мы адсорбировали йод именно до такого

соотношения и затем проводили СТМ/СТС исследования. На Рис.1а представлено СТМ изображение островка тонкой пленки из двух бислоев CuI в окружении монослоя йода адсорбированного на поверхности Cu(111). На СТМ изображении хорошо видна плотноупакованная двумерная решетка с периодом 0.43 нм и квазигексагональная структура муара с периодом 4.5-5.5 нм. Как описано ранее [1], картина муара возникает благодаря пространственным биениям решетки CuI(111) и атомарной решетки интерфейса, состоящего из насыщенного монослоя адсорбированного йода.

Результаты СТС измерений для этой пленки представлены на Рис.2. Из рисунка видно, что ширина запрещенной зоны для двух бислоев CuI составляет 2.9 ± 0.1 эВ, что соответствует величине запрещенной зоны объемного монокристалла CuI в направлении перпендикулярном грани (111): 2.92 эВ [4], 3.1 эВ [5].

Из Рис.2 видно, что уровень Ферми расположен внутри запрещенной зоны пленки CuI несимметрично и смещен в сторону валентной зоны. Теоретический анализ показывает, что при комнатной температуре за счет температурного уширения экситонные состояния могут скомпенсировать квантоворазмерное увеличение запрещенной зоны.

Таким образом, полученные наши СТС данные экспериментально доказывают, что энергетическая запрещенная зона величиной в 2.9 эВ формируется уже при минимальной толщине пленки CuI в два бислоя. В проведенных исследованиях после записи СТС кривых всегда проводилось повторное сканирование поверхности, чтобы убедиться, во-первых, в отсутствии изменений в исследуемой поверхности, а во-вторых, в отсутствии смещений исследуемой точки поверхности из-за дрейфа иглы вдоль поверхности. Приведенные здесь данные соответствовали СТС измерениям, не оказывающим воздействие на поверхность.

Однако, в ходе измерений было обнаружено, что при некоторых условиях спектроскопии наблюдалось воздействие туннельного тока с иглы на пленку CuI, что приводит к ее разрушению. На Рис.1б. представлены СТМ изображение той же области поверхности, как на Рис.1а, после локального разрушающего воздействия. Следует отметить, что латеральный размер углублений, созданных током иглы, составляет около 5 нм. Таким образом (с учетом латерального межатомного расстояния в 0.43 нм) при воздействии тока СТМ верхний слой пленки теряет всего около 130 атомов. Поскольку во время такого воздействия записывается вольтамперная характеристика (ВАХ), то можно утверждать, что сильное возрастание тока происходит в

момент положительной полярности на образце (при туннельном напряжении >2 В), когда поток электронов направлен от иглы к образцу. В качестве механизма разрушения пленки галогенида можно предположить, что под действием потока электронов из иглы происходит восстановление галогенида до металла и галогена (аналогично образованию скрытого изображения в галогенидных фотоматериалах типа AgBr) [6].

Работа выполнена при поддержке ГК № 40.012.1.1.1152 Министерства образования и науки РФ.

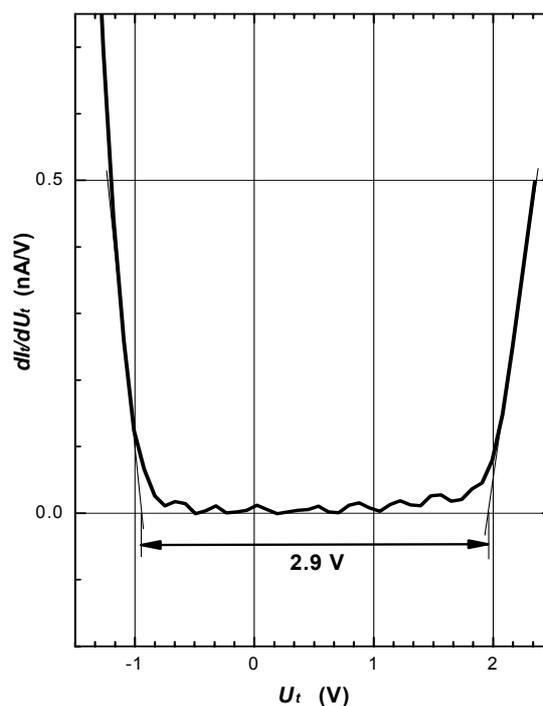


Рис. 2. СТС данные для тонкой пленки CuI на поверхности Cu(111) при адсорбции молекулярного йода, записанные в точке А (Рис. 1а) при неразрушающем режиме СТС.

- [1] Б.В.Андрюшечкин, К.Н.Ельцов, В.М.Шевлюга, Труды ИОФАН, т.59, М. Наука, 134 (2003).
- [2] K.N.Eltsov, A.N.Klimov, S.L.Priadkin, et al., Phys. Low-Dim. Struct 7/8, 115 (1996).
- [3] К.Н.Ельцов, Климов А.Н. Косяков А.Н. и др., Труды ИОФАН, т.59, М. Наука, 45 (2003).
- [4] G.S.Hsiao, M.G.Anderson, S.Gorer, et al., J.Am.Chem.Soc., 119 (1997) 1439.
- [5] B.Bouhafs, H.Heireche, W.Sekkal, et al., Phys. Lett. A, 240 (1998) 257.
- [6] T.H.James, *The theory of the photographic process*, (Macmillan Publishing Co., Inc. New York, 1997)

Исследование эффекта многоэлектронных возбуждений в нанокластерах *d*-металлов в зависимости от их размера методами РФЭС и СТМ

М.А. Пушкин^{1*}, В.В. Лебидько¹, В.И. Троян¹,
Д.А. Антонов², Д.О. Филатов²

¹ Московский инженерно-физический институт, 115409 Москва, Каширское шоссе, 31

*E-mail: pushkin@mephi.ru

² Нижегородский государственный университет, 603950 Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Исследование нанокластеров металлов являются актуальными как с точки зрения фундаментальной науки, так и её многочисленных приложений. Особый интерес представляет изучение электронных свойств нанообъектов и их изменения с уменьшением размера [1]. Одним из способов зондировать электронные свойства кластера служит исследование отклика его электронной подсистемы на воздействие внешнего возмущающего потенциала, приводящее к возбуждению коллективных мод и квазичастиц, в частности, электрон-дырочных (*e-h*) пар с малой энергией вблизи поверхности Ферми («инфракрасная катастрофа») [2, 3]. Исследовать возбуждения *e-h* пар позволяет рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия (РФЭС). В этом случае возбуждающим потенциалом является внезапно рождающаяся в результате фотоионизации остоновая дырка. Возбуждение *e-h* пар проявляется в асимметрии РФЭ пиков, характеризуемой индексом сингулярности Андерсона [2]. Индекс сингулярности в нанокластерах металлов содержит информацию о структуре зоны исследуемых кластеров и о возможном их переходе из металлического в неметаллическое состояние.

В данной работе проведено экспериментальное исследование возбуждения *e-h* пар в нанокластерах *d*-металлов (Au, Cu, Co, Cr, Ni) при РФЭС в зависимости от размера кластера. Нанокластеры формировались на поверхности высокоориентированного пиролиитического графита (ВОПГ) методом импульсного лазерного осаждения в камере электронного спектрометра XSAM-800. Исследование возбуждений *e-h* пар в нанокластерах при их фотоионизации проводилось *in situ* методом РФЭС. Для возбуждения фотоэлектронов использовалось излучение MgK $\alpha_{1,2}$ ($h\nu=1253.6$ эВ). Исследовались РФЭ спектры остовных уровней атомов кластеров (Cr2p, Cr3p, Co2p, Co3p, Ni2p, Ni3p, Cu2p и Au4f).

Морфология нанокластеров исследовалась методом сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) с использованием вакуумного микроскопа

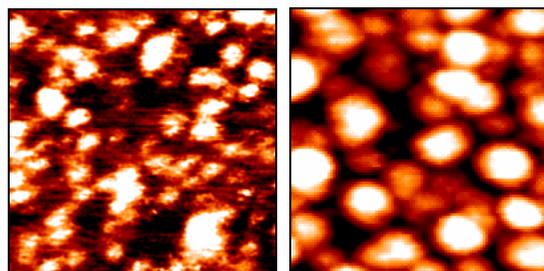


Рис.1. СТМ-изображения нанокластеров Au/ВОПГ, сформированных ИЛО с общим количеством осажденного металла $n=2.7 \times 10^{14}$ и 7.65×10^{15} см⁻². Средний размер кластеров $\langle d \rangle = 18.9$ и 42.7 Å. Размер изображений 25×25 нм.

Omicron UHV AFM/STM LF1. Из анализа СТМ изображений нанокластеров получены их функции распределения по размерам и зависимость среднего размера от количества осажденного металла.

Типичные СТМ изображения нанокластеров Au, сформированных на поверхности ВОПГ за $N=10$ и 400 импульсов осаждения, приведены на рис.1. Общее количество осажденного Au для них составляет $n=2.7 \times 10^{14}$ и 7.65×10^{15} ат./см², а средний размер кластеров $\langle d \rangle \approx 1.9$ и 4.3 нм.

РФЭ спектр остовного уровня Au4f нанокластеров Au среднего размера $\langle d \rangle \approx 3$ нм. представлен на рис.2. Значения индекса сингулярности α определялись из сравнения полученных РФЭ спектров со сверткой теоретической формы линии Дониаха-Шуныча (ДШ) [4]:

$$I_{DS} \sim \frac{\cos\left(\frac{\pi\alpha}{2} + (1-\alpha)\arctg\frac{\varepsilon}{\gamma}\right)}{(\varepsilon^2 + \gamma^2)^{\frac{1-\alpha}{2}}},$$

где $\varepsilon = E - E_{E_0}$ - энергия связи E_{E_0} , отсчитываемая от положения максимума пика E_{E_0} , γ - естественная ширина уровня.

Обнаружено, что значение индекса сингулярности спектров кластеров размером 6-10 нм близки к соответствующим значениям для объемных металлов, а с уменьшением размера

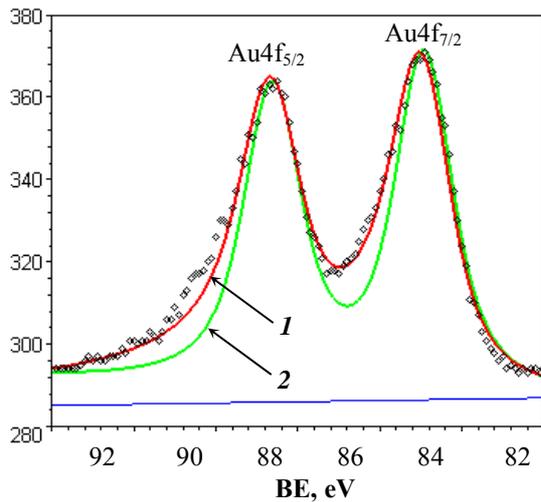


Рис.2. РФЭ спектр уровня Au4f кластеров Au/ВОПГ среднего размера 3 нм, фиттированный линией ДШ с $\alpha=0.12$ (1) и $\alpha=0$ (2).

кластеров происходит монотонное увеличение α для Co и Au и уменьшение для Cr, Ni, Cu и Mo. Экспериментальные зависимости индексов сингулярности от среднего размера кластеров Au, Co и Cr представлены на рис.3.

Из экспериментальных данных также определены спектры возбуждения $e-h$ пар, приводящие к наблюдаемой асимметрии РФЭ линий. С использованием правила сумм Фриделя и выражения индекса сингулярности через фазовые сдвиги δ_i получены значения фазовых сдвигов s -, p -, d - и f - электронов атомов кластеров. Установлено, что основной вклад в значение α дают делокализованные s -электроны. Поведение фаз δ_0 и δ_2 в зависимости от размера кластеров аналогично поведению $\alpha(d)$, в то время как фазы рассеяния p - и f - электронов δ_1 и δ_3 изменяются в противоположную сторону.

Для исследованных объемных металлов обнаружена корреляция между величиной α и плотностью состояний на уровне Ферми ρ , что согласуется с теоретическими выводами: $\alpha \sim (\rho U)^2$, где U - экранированный возмущающий потенциал [5,6]. С уменьшением размера кластера происходит изменение его электронной структуры (сужение валентной зоны и переход в неметаллическое состояние при достижении критического размера) и плотности электронных состояний [1]. В то же время в кластерах d -металлов имеет место регибридизация, приводящая к перераспределению s - и d -валентных электронов, определяющемуся электронной конфигурацией атома.

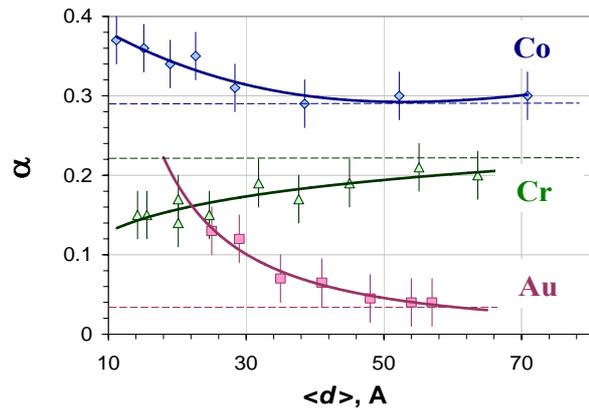


Рис.3. Зависимости индекса асимметрии α основных уровней Co2p_{3/2}, Cr2p_{3/2} и Au4f_{7/2} от среднего размера нанокластеров $\langle d \rangle$ для систем Co, Cr Au на ВОПГ. Пунктиром показаны значения α для объемных металлов.

Данные процессы приводят к изменению эффективности экранировки потенциала остовой дырки валентными электронами кластера. Согласно РФЭС исследованиям сдвигов энергии связи остовных уровней атомов кластеров, энергия экранировки в кластере всегда меньше, чем в объемном металле, что свидетельствует об увеличении величины $|U|$ с уменьшением размера кластера. Таким образом, поведение и знак $\Delta\alpha(d) = \alpha(d) - \alpha_{\text{bulk}}$ будет зависеть от соотношения вкладов $\Delta\rho$ и ΔU : $\Delta\alpha/\alpha \approx 2(\Delta\rho/\rho + \Delta U/U)$, определяющихся электронным строением атомов металла. С данных позиций проведен анализ полученных экспериментальных данных и предложена модель, объясняющая наблюдаемые закономерности.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке (П.М.А.) совместной российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (Basic Research and Higher Education Program 2003 Postdoctoral Fellowship) Американского фонда гражданских исследований (CRDF) и Министерства образования РФ (грант № Y1-P-01-12).

- [1] V.N. Nevolin, A.V. Zenkevich, X.Ch. Lai et al, Laser Physics, **11**, 45 (2001).
- [2] P.W. Anderson, Phys. Rev. Lett, **18**, 1049 (1967).
- [3] G.D.Mahan, Phys. Rev., **163**, 612 (1967).
- [4] S. Doniach, M. Sunjic, J. Phys. C, 3, No.2, 285 (1970).
- [5] J.J. Hopfield, Comm. Sol. St. Phys., **2**, 2 (1969).
- [6] D.C. Langreth, Phys. Rev. B, **1**, 471 (1970).

О метрологических возможностях Фурье-анализа в зондовой микроскопии

Б.А. Грибков, С.А. Гусев

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: gusev@ipm.sci-nnov.ru

В процессе интерпретации изображений, получаемых с помощью микроскопов различного типа, довольно часто возникает сомнение в достоверности информации о наиболее мелких деталях, присутствующих на данном конкретном изображении. При этом размеры особенностей малого масштаба обычно сравнивают с пределом информационного разрешения прибора, который определяется дальней границей полосы его пропускания (если перейти от прямого пространства к обратному), и который лимитирует тот «наименьший размер деталей объекта, которые в принципе могут быть выявлены на изображении либо с помощью различных методов обработки, либо путем сравнения этого экспериментального изображения с теоретическим» [1]. Однако, такое сопоставление корректно можно выполнить лишь на идеальных, специально подготовленных тестовых образцах.

В реальном эксперименте получения изображения объекта с помощью методов сканирующей зондовой микроскопии (в широком смысле слова, которое включает и электронную, и рентгеновскую и т.п.) очень многое зависит как от самого объекта, так и от особенностей взаимодействия зонда с объектом. При этом также могут возникать существенные искажения пространственных масштабов картинки из-за различных помех и неоптимальных условий эксперимента: шумы электроники, астигматизм, нестабильности контакта зонда с образцом, и т.д. Поэтому реальное разрешение, с которым получено данное изображение, может существенно превосходить величину предела информационного разрешения прибора. Отсюда возникает потребность в количественной оценке реального пространственного разрешения на изображениях, полученных в данных конкретных условиях.

В сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) используются различные методики определения разрешающей способности (РС) и оценки качества изображения. Достаточно полная количественная информация, как об объекте, так и о приборе, может быть получена из анализа спектров пространственных частот, получаемых из изображения при помощи двумерных Фурье-преобразований [2-4]. Например, для определения реальной РС сканирующего электронного микроскопа в конкретном эксперименте можно применить следующие простые соображения [4]. С помощью прямого 2D Фурье-преобразования микрофотографии (Рис.1) построим дифрактограмму (спектр мощности), распределение интенсивности на которой дает представление о распределении различных пространственных масштабов на прямом изображении. Для неперiodических объектов и при оптимальном выборе параметров наблюдения интенсивность частотного сигнала будет максимальна для малых пространственных частот (центр двумерного распределения) и уменьшается с их ростом до тех пор, пока не достигнет уровня случайных шумов микроскопа (Рис.1б, в). Значение наибольшей пространственной частоты, при которой это происходит и ограничивает возможность прибора передавать информацию о малых масштабах в данном эксперименте. Так, например, реальная РС, определенная по этому алгоритму из микрофотографии на Рис.1а, составляет величину около 4 нм (шаг сканирования 0.6 нм), что хорошо совпадает со значением диаметра электронного пучка, который в данном случае является главным лимитирующим разрешением фактором, и который можно оценить другими способами. Кроме того, анализ формы распределения интенсивности на двумерных дифрактограммах и построение корре-

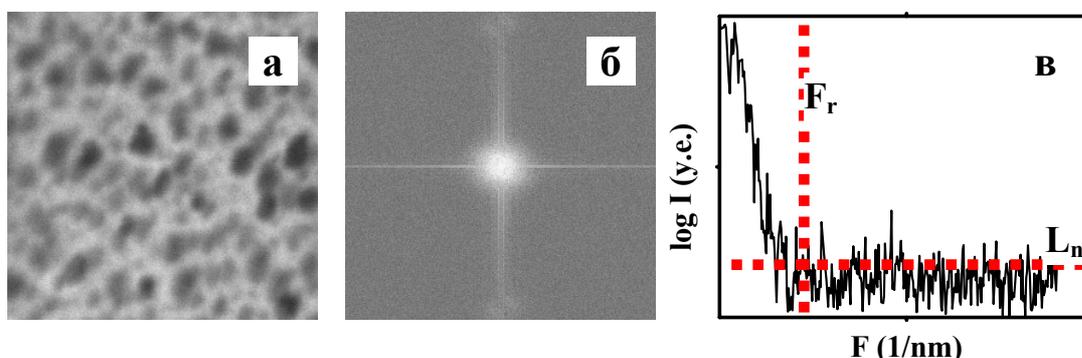


Рис. 1. ПРЭМ микрофотография частиц Au на угольной пленке (а), ее дифрактограмма (б) и радиальный профиль распределения интенсивности спектра пространственных частот. L_n – средний уровень шумов, F_r – предельная частота, лимитирующая РС. Соотношение $S/N \approx 9$.

ляционных функций изображений позволяет обнаружить и измерить некоторые погрешности эксперимента в СЭМ: астигматизм электронного пучка, величину и направление дрейфа объекта [4].

Формирование изображений в СЭМ и в сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ – туннельная, атомно-силовая и т.п. виды) основано на одном принципе. Это поточечное или построчное сканирование образца зондом, и синхронное сканированию отображение сигнала в виде яркостной двумерной картинки. Поэтому многие параметры, характеризующие качество изображений полученных в разных микроскопах просто совпадают (РС, соотношение сигнал/шум, дрейф и т.п.), и методы диагностики СЭМ изображений легко могут быть адаптированы для использования в СЗМ.

В данной работе с помощью двумерных Фурье-преобразований экспериментально была проведена количественная оценка качества изображений объектов, полученных в стандартных режимах методами атомно-силовой (АСМ) и магнитно-силовой (МСМ) микроскопии. На рис.2 и 3 приведены АСМ изображения поверхностей с разным рельефом, полученные с помощью одного и того же зонда. Исследованные участки принадлежали одному и тому же образцу, были

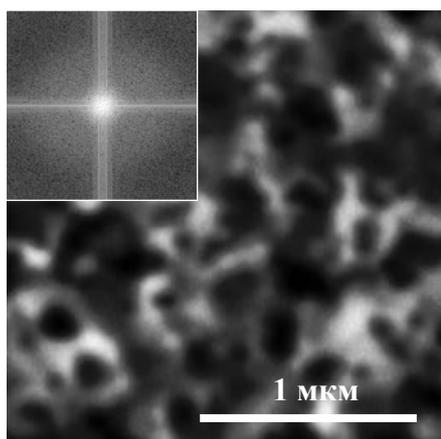


Рис.2. Яркостное изображение рельефа поверхности Si с шероховатостью $\sigma \approx 2$ нм, и соответствующий ему 2D спектр мощности.

подвергнуты ионному травлению в Ag^+ плазме, и распределение шероховатостей по размерам было близко к гауссовому. При оценке разрешающей способности по описанному выше алгоритму использовались свободно распространяемые программы для анализа изображений ImageJ и SMART [5]. Соотношение сигнал/шум (s/n), которое вычислялось по методу, предложенному в работе [6], для первого изображения равнялось $s/n \approx 36$ (рис.2), а для второго – $s/n \approx 3$. Даже визуально видно различие в форме спектров пространственных частот этих изображений, однако, значение РС в обоих случаях отличалось мало и составляло примерно 10 нм, что значительно больше как шага сканирования (≈ 2 нм), так и предела Найквиста. Поскольку рельеф поверхностей был изотропным, то эллиптичность

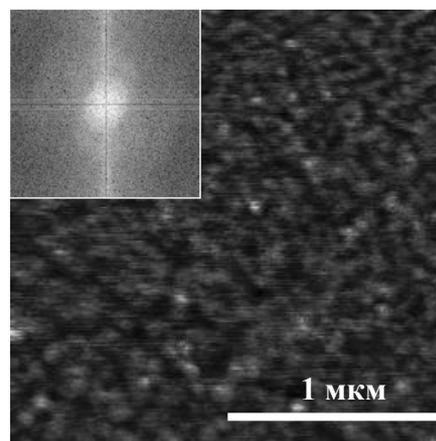


Рис.3. Изображение рельефа и соответствующий ему спектр пространственных частот пов-ти Nb шероховатостью $\sigma \approx 0.12$ нм.

спектров на рис.3, скорее всего, вызвана характерными погрешностями в работе сканера АСМ (аналог астигматизма пучка электронов в СЭМ). Подобным же способом были проведены совместные измерения и анализ изображений магнитных пленок с характерной шероховатостью $\sigma \approx 2 - 4$ нм. В этом случае при переходе от АСМ режима к МСМ, разрешение, достигнутое на магнитных изображениях, ухудшалось до величин 150–200 нм.

Таким образом, можно сказать, что в данных экспериментах были определены характерные размеры области силового взаимодействия зондов АСМ и МСМ с образцом, которые и лимитировали реальную РС приборов. Основная проблема данного способа заключается в определении предельной пространственной частоты, отделяющей полезный сигнал от шумов. Для более корректного выбора частоты отсечки можно применить способ, основанный на использовании суперпозиционных дифрактограмм [3,7], или анализировать автокорреляционные функции изображений [8].

Данное исследование выполнялось в рамках работ по грантам РФФИ № 04-02-16827, ИНТАС № 03-51-6426 и по проекту МНТЦ № 2976.

1. Дж. Спенс. Экспериментальная электронная микроскопия высокого разрешения. М:Наука, 1986.
2. Т.А. Dodson, D.C. Joy. Proceedings of the 12th Int. Conf. on Electron Microscopy, v.1, pp. 406–407, San Francisco, 1990.
3. S.J. Erasmus, D.M. Holburn, K.C. Smith, Inst. Phys. Conf. Series, v.52, pp. 73–76, 1980.
4. D.C. Joy. Journal of Microscopy, V. 208, Pt 1, pp. 24–34, 2002.
5. <http://pciserver.bio.utk.edu/metrology>;
<http://rsb.info.nih.gov/ij>
6. T.Thong, K.Sim, J.Phang. Scanning, **23**, 328, 2001.
7. J Frank, P Bussler, R Langer, W Hoppe. Ber. Busenges. Phys.Chem., **74**, 1105-1115, 1970.
8. E .Oho, K. Toyomura. Scanning, **23**, p.351, 2001.

Особенности формирования магнитных наноструктур методом электронной литографии

С.Н. Вдовичев, А. Господчиков, Б.А. Грибков, С.А. Гусев

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: gusev@ipm.sci-nnov.ru

Метод электронно-лучевой литографии (ЭЛЛ) пока является, и долго еще будет оставаться одной из основных технологий изготовления структур с элементами предельно малых размеров. В классическом варианте литографического процесса первым и основным этапом, лимитирующим размеры элементов создаваемых структур, является формирование рисунка (маски) из материала (электронного резиста - ЭР), способного изменять свои физико-химические свойства под действием потока электронов. При использовании традиционных резистов главный фактор, который ограничивает минимальные размеры элемента, - это сравнительно большой (от 10 нм и больше) размер молекулы чувствительного вещества, в качестве которого обычно используют органические материалы на основе ПММА. Другая проблема здесь заключается в высокой электронной чувствительности ПММА. Так, если требуется сформировать маску в виде диска диаметром 10 нм, то для экспонирования электронного резиста стандартной чувствительности требуется не более $50 \div 100$ электронов. Поскольку взаимодействие электронов с материалом резиста имеет вероятностный характер, ожидать хорошей воспроизводимости размеров маски в такой ситуации нельзя.

Способы преодоления этих ограничений для продвижения методов ЭЛЛ в область нанометровых масштабов могут быть весьма разнообразными. Так, например, перспективным направлением считается применение в качестве ЭР неорганических материалов [1], или формирование маски в результате электронно-стимулированного осаждения материала из газов [2,3]. В данной работе приведены некоторые экспериментальные результаты по использованию подобных методов при изготовлении систем ферромагнитных частиц, применяемые в ИФМ РАН.

Способность фуллеренов изменять свою растворимость в органических растворителях под действием излучения различного вида [4] и его относительно малая молекулярная масса, по сравнению с обычными резистами, позволяет использовать C_{60} в качестве негативного ЭР, обеспечивающего создание масок с разрешением в единицы нанометров. Для формирования маски используются аморфные пленки C_{60} толщиной от 20 до 150 нм, которые наносятся на требуемую подложку методом термического напыления в вакууме. Максимальная толщина фуллереновой пленки в первую очередь выбирается исходя из

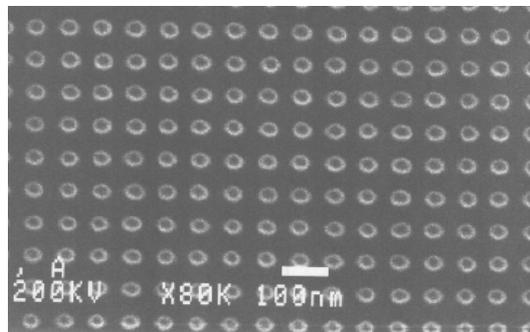


Рис.1. Микрофотография фуллереновой маски, вид сверху.

требуемого минимального размера элемента рисунка. Для изготовления систем металлических наночастиц обычно используются маски в форме отдельно стоящих цилиндров с круглым или овальным основанием (рис.1). При этом максимальное аспектное соотношение (отношение высоты столбика, которое равно толщине фуллереновой пленки, к диаметру его основания) не должно превышать значения $3 \div 4$.

Экспонирование пленки C_{60} осуществляется пучком электронов микроскопа JEM 2000EX, в сканирующем режиме и при ускоряющем напряжении от 100 до 200 кВ. Использование повышенных энергий уменьшает вклад обратно рассеянных электронов в формирование рисунка, что минимизирует искажения маски, вызываемые эффектами близости [5]. Под действием электронов растворимость фуллеренов в органических растворителях падает практически до нуля. Механизм этого явления до конца неясен, но наиболее вероятным процессом называют разрушение молекулы C_{60} , сопровождаемое полимеризацией остатков и частичной графитизацией вещества [6]. Еще одним интересным следствием облучения является хорошо заметное увеличение коэффициента эмиссии вторичных электронов в экспонированных зонах. Это в отдельных случаях позволяет еще до обработки увидеть и подкорректировать рисунок маски. Для проявления экспонированного изображения в нашем случае используется промывка в толуоле.

Электронная чувствительность фуллеренов примерно в $10^3 \div 10^4$ раз хуже, чем у обычных ЭР, что способствует лучшей воспроизводимости идентичных элементов маски. Таким способом нам удавалось формировать маски в форме дисков с минимальным диаметром около 15 нм, а наименьшее расстояние между ними при этом может составлять примерно 5 нм.

Второй способ формирования масок основан на полезном использовании хорошо известного в электронной микроскопии эффекта образования на поверхности пленки углеродосодержащего загрязнения. Подобный осадок может формироваться на любой облучаемой электронами поверхности в результате полимеризации остаточных паров углеводородов (например, вакуумного масла) и других адсорбированных органических молекул. Скорость осаждения, размер и форма пятна загрязнения (рис.2) зависят от величины вакуума, температуры подложки, диаметра и плотности тока в электронном пучке, времени экспозиции. При малых диаметрах пучка (меньше 100 нм) аспектное отношение выращенного столбика полимера может быть больше 1:5. С увеличением диаметра осадок принимает форму кратера, а толщина полимера на дне этого образования в несколько раз меньше высоты окружающих стенок. Характерные времена, необходимые для формирования маски достаточной толщины здесь примерно в 10^3 раз больше, чем время нужное для экспозиции фуллеренов. Эффективная доза при этом обычно составляет более 10 К/см^2 . Конечно, длительное время экспозиции сильно ограничивает суммарную площадь создаваемой маски, но, при этом значительно повышается точность позиционирования отдельных элементов, т.к. появляется возможность визуально наблюдать экспонируемый участок в электронном микроскопе с большим увеличением и не бояться паразитной засветки.

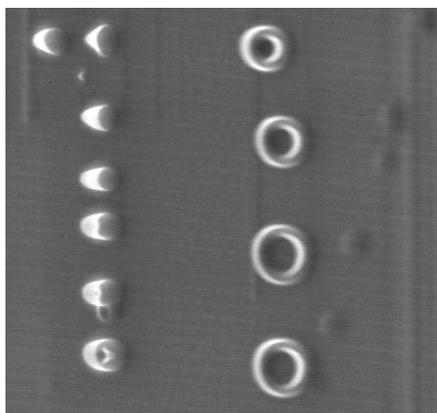


Рис.2 Влияние диаметра электронного пучка на форму полимерной маски.

Для переноса рельефа маски и формирования рабочих структур используется комбинированный метод «сухого» травления: плазмохимическое и травление ионами Ag^+ . Стойкость материалов масок к распылению ионами аргона недостаточна, чтобы при характерных толщинах $30 \div 100 \text{ нм}$ можно было ограничиться лишь одним этим способом. Поэтому при изготовлении решеток ферромагнитных наночастиц (рис.3) используется двухстадийное травление с

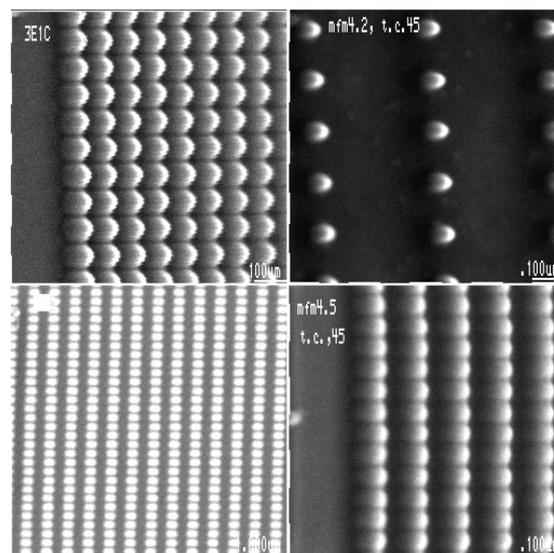


Рис.3 Микрофотография решеток из наночастиц Со и пермаллоя.

применением передающего слоя Ti толщиной $20 \div 50 \text{ нм}$. Рисунок фуллереновой или полимерной маски с помощью плазмохимического травления в атмосфере фреона сначала переносится в пленку титана, которая в дальнейшем и выполняет роль основной маски при ионном травлении пленки ферромагнитного материала.

С использованием фуллереновой технологии изготавливались массивы ферромагнитных частиц с характерными размерами от 30 до $\sim 500 \text{ нм}$, на которых экспериментально изучались коллективные эффекты намагничивания таких систем [7]. Маски, изготовленные с помощью другого метода - электронно-стимулированной полимеризации, применялись для формирования гибридных структур на основе сверхпроводящих мостиков и джозефсоновских контактов [8].

Данное исследование выполнялось в рамках работ по грантам РФФИ № 04-02-16827, ИНТАС № 03-51-6426, № 03-51-4778 и по проекту МНТЦ № 2976.

1. Humphreys, C.J., Bullough, T.J., Devenish, R.W., Maher, D.M., Turner, P.S. Scanning Microscopy Supplement 4, 185–192 (1990)
2. V.V. Aristov, A. Yu Kasumov, N.A. et al, Nanotechnology 6, 35 (1995).
3. K. Mitsuishi, M. Shimojo, M. Han, K. Furuya, Appl. Phys. Lett. 83, 2064 (2003).
4. T.Tada, T.Kanayama, Jpn.J.Appl.Phys., 35, L63 (1996)
5. У. Моро, Микролитография. М: Мир, 1990.
6. В.М. Микушин и др. ФТТ, 39(1), с.187 (1997).
7. Gusev S.A., Fraerman A.A. et al. Phys.Rev.B, 65, p.064424 (2002)
8. см. доклады в этом же сборнике.

О возможности наблюдения хиральных эффектов в ферромагнитных наночастицах

С.Н.Вдовичев, Б.А.Грибков, С.А.Гусев, В.Л.Миронов,
Д.С.Никитушкин, А.А.Фраерман, В.Б.Шевцов.

Институт Физики Микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия
e-mail: bg@ipm.sci-nnov.ru

Основное состояние намагниченности ферромагнитных наночастиц с размерами более некоторого критического значения (для переходных металлов ~ 20 нм) соответствует одновихревому распределению намагниченности [1]. Данное состояние намагниченности характеризуется двумя топологическими зарядами: знаком завихренности и направлением поляризации кора вихря (перпендикулярной составляющей намагниченности в центре частицы). В обменном приближении магнитный вихрь является четырехкратно вырожденным, т.е. все возможные состояния с различными направлениями завихренности и направлениями кора вихря энергетически эквивалентны. И.Е.Дзялошинским [2] и Т.Мориуа [3] было показано, что в низкосимметричных (без центра инверсии) кристаллах из-за спин-орбитального взаимодействия хиральная симметрия нарушается, что феноменологически учитывается добавлением в разложение свободной энергии магнетика инвариантов Лифшица, т.е. слагаемых вида $J(\mathbf{M} \text{rot} \mathbf{M})$ [4]. В объемных материалах, кристаллическая решетка которых обладает центром инверсии, такое взаимодействие запрещено. Однако, в ограниченных образцах (наноструктурах) этот запрет снимается [5]. Данная работа посвящена исследованию возможного снятия вырождения одновихревого состояния (нарушения хиральной симметрии) в ферромагнитных частицах.

Методом электронной литографии [9] были изготовлены квадратные решетки эллиптических кобальтовых частиц с размерами 600×450 нм и высотой 30 нм. Форма и размеры частиц выбирались из следующих соображений. Во-первых, как показывает микромагнитное моделирование [8] основное состояние намагниченности частиц с такими размерами соответствует одновихревому. Во-вторых, эллиптическая форма частиц обусловлена простотой определения направления завихренности одновихревого состояния при помощи МСМ метода [9,10].

Направление кора задавалось предварительным намагничиванием в направлении перпендикулярном плоскости образца. Величина внешнего поля (~ 20 кГс) превышала поле насыщения пленки Со (~ 12 кГс). Учитывая, что при нарушении симметрии формы частиц, компонента намагничивающего поля в плоскости образца может влиять на направление завихренности, получаемое при снятии поля [7], в наших экспериментах при намагничивании отклонение внешнего поля от нормали к поверхности образца составляло менее 5 градусов.

С целью проверки качества формы изготовленных частиц были также проведены МСМ исследования остаточных состояний наночастиц после намагничивания их вдоль различных направлений в плоскости образца. Направление поля при намагничивании было выбрано параллельно длинной оси частиц в первой серии экспериментов и параллельно короткой во второй серии.

Было показано, что после намагничивания наночастиц вдоль длинной оси количество “левых” и “правых” вихрей одинаково (50% / 50%). Такая статистика сохранялась и при намагничивании вдоль короткой оси. Следует отметить, что смена направления поля при намагничивании на противоположное не влияла на получаемый результат. Таким образом, можно сделать вывод о том, что дефекты формы частиц несут существенные и влияют на получаемые состояния наночастиц при намагничивании по нормали не будут.

Для АСМ/МСМ исследований изготовленных ферромагнитных наночастиц применялся комплекс сканирующих зондовых микроскопов “Solver PRO” (NT-MDT). В МСМ экспериментах использовались кремниевые кантилеверы покрытые тонкой (порядка 30 нм) пленкой Со (NT-MDT, MicroMasch). Предварительно зонды намагничивались вдоль оси иглы в поле 20 кГс. МСМ эксперименты проводились в стандартной 2-х проходной моде с амплитудой колебаний на втором проходе порядка 40-50 нм и “lift height” 70-100 нм.

На рис. 1 показано типичное МСМ изображение остаточных состояний массива наночастиц после намагничивания их до насыщения в перпендикулярном по отношению к поверхности образца поле. Из МСМ изображения хорошо видно, что частицы находятся в одновихревом

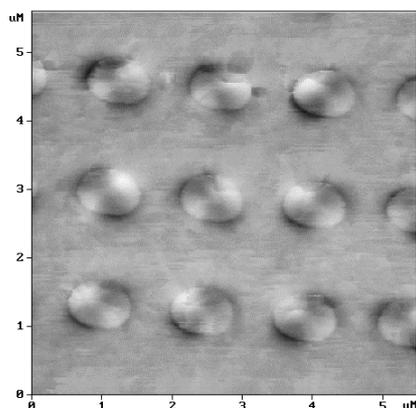


Рис. 1. МСМ изображение участка массива ферромагнитных наночастиц с размерами $600 \times 450 \times 30$ нм после намагничивания их до насыщения перпендикулярно поверхности образца.

состоянии. Было обнаружено, что порядка 50 процентов частиц изменяет направление завихренности после приложения перпендикулярного намагничивающего поля. Следует также отметить, что корреляций в состоянии соседних наночастиц не наблюдалось, что свидетельствует об отсутствии взаимодействия между частицами. Этот факт позволяет предположить, что частицы перемагничиваются независимо и, следовательно, можно статистически обрабатывать сразу весь массив частиц, не проводя эксперименты с одной частицей. Все МСМ кадры были получены на одном и том же участке массива частиц. Таким образом, можно судить о вероятности появления "левых" и "правых" вихрей при заданном направлении поляризации кора вихря.

Были проведены две серии экспериментов, различающихся направлением намагничивающего поля. В первом случае размер выборки составлял 500 частиц, во втором случае – 250 частиц. Размер выборки увеличивался путем многократного измерения образца, приготовленного при одинаковых условиях намагничивания. Статистическая обработка полученных результатов, проведенная в предположении о бимодальности распределения [11], дает следующие значения вероятности реализации

"правых" вихрей при различных направлениях намагничивающего поля: $p \uparrow = 0.49 \pm 0.02$, $p \downarrow = 0.51 \pm 0.03$, и соответственно, для "левых" вихрей: $p \uparrow = 0.51 \pm 0.02$, $p \downarrow = 0.49 \pm 0.03$. Большая ошибка в случае $p \downarrow$ обусловлена меньшей выборкой.

Таким образом, проведенные эксперименты свидетельствуют в пользу эквивалентности разнонаправленных вихрей в ферромагнитных частицах Co данного размера и формы. Следует отметить, что метод исследования, использованный в данной работе, основан на определении заселенности состояний наночастиц с различным направлением завихренности. Предполагается, что в случае различной энергии этих состояний их заселенность при распаде неустойчивого перпендикулярно намагниченного состояния будет различной. Очевидно, что из-за температурных флуктуаций, особенно сильных при больших магнитных полях, возможны переходы между состояниями с различной завихренностью. Поэтому, окончательный ответ на вопрос об эквивалентности "левых" и "правых" вихрей в ферромагнитных наночастицах должны дать эксперименты по намагничиванию при низких температурах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (04-02-16827), МНТЦ (2976) и INTAS (03-51-6426, 03-51-4778).

- [1] R.P.Cowburn et al., Phys.Rev.Lett., 83, 1042, 1999.
- [2] I.Dzyaloshinsky, Sov.Phys.JETP, 5, 1259, 1957.
- [3] T.Moriya, Phys.Rev.Lett., 4, 228, 1960.
- [4] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, М., Наука, 1982.
- [5] A.N.Bogdanov, U.K.Robler, Phys.Rev.Lett., 87, 037203, 2001.
- [6] V.Schneider et al., Appl. Phys.Lett., 79, 3113, 2001.
- [7] A.A.Fraerman, S.A.Gusev, L.A.Mazo et al. Phys. Rev. B 65 (2002) 64424.
- [8] <http://math.nist.gov/oommf>.
- [9] A.A.Fraerman et.al. материалы совещания "SPM-2004", 201-204, Нижний Новгород, 2-6 мая, 2004.
- [10] A.Fernandez and C.J.Cerjan, J. Appl. Phys., 87, 1395, 2000.
- [11] Д.Худсон, Статистика для физиков, Мир, 1967.

Атомно-силовая микроскопия и компьютерное моделирование доменных структур в тонкопленочных магнитных образцах

В. А. Быков¹, Е. В. Кузнецов¹, С. А. Саунин¹, А. Г. Темиряев²

¹ЗАО "НТ-МДТ", корп. 317 А, а/я 158 Зеленоград, Москва, 124482, Россия

²ИРЭ РАН, Фрязино, 141190, Россия

В работе рассматриваются магнитные образцы, представляющие собой кобальтовые полосы на подложке из оксида кремния, выполненные с помощью оптической литографии, и исследованные с помощью магнитно-силовой микроскопии (МСМ). Высота полос 60 нм, ширина 5, 3, 2 или 1 мкм, форм-фактор (отношение длины к ширине) от 1 до 10. Для магнитных измерений использовались как двухпроходная, так и однопроходная методики. В двухпроходном режиме измерялись топография на первом проходе (в полуконтактном режиме) и магнитный сигнал на втором, с заданным расстоянием между траекторией движения зонда и поверхностью образца (режим постоянного зазора). В однопроходной методике зонд двигался без обратной связи по плоскости, параллельной усредненной плоскости образца на высоте не более 100 нм над ним (режим постоянной высоты). Сигнал, формирующий магнитное изображение, (сдвиг фазы колебаний зонда) предполагался пропорциональным второй производной компоненты магнитного поля H_z по z . Отказ от измерения топографии в однопроходной методике позволил свести к минимуму влияние топографии на изображение магнитного контраста, а также влияние магнитного поля зонда на образец [1]. Измерения проводились на атомно-силовом микроскопе Solver MFM компании НТ-МДТ. В дальнейшем, магнитное изображение доменной структуры кобальтовых полос использовалось при постановке задачи для последующих расчетов.

Микромагнитные расчеты производились с помощью программы OOMMF доступной на официальном сайте NIST [2]. В расчетах использовалась трехмерная модель, распределение намагниченности отыскивалось интегрированием уравнения Ландау-Лифшица, что эквивалентно отысканию минимума энергии системы. Далее, найденное равновесное распределение намагниченности использовалось для расчета магнитных полей и их производных на высоте порядка 100 нм над образцом. Таким образом, результатом расчета было рассчитанное МСМ изображение доменной структуры, которое сравнивалось с изображением, полученным в эксперименте, и, в случае их совпадения, найденное на первом шаге распределение намагниченности на образце признавалось реалистичным.

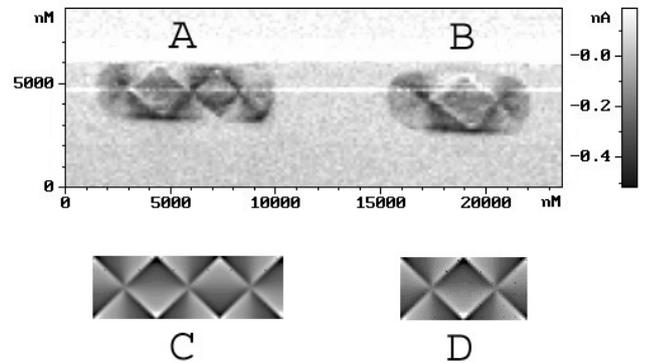


Рис.1 МСМ изображение двух кобальтовых элементов с форм-факторами 3 (А) и 2 (В) ниже приведены расчетные МСМ изображения для этих случаев (С и D соответственно).

На рис.1 показаны МСМ изображение и рассчитанная карта распределения намагниченности в образце с форм-факторами 3 и 2. Представленные структуры являются наиболее простыми (в том числе и для микромагнитного расчета), с «классическим» распределением намагниченности в образце. Направление закручивания «вихрей» в структурах на рис.1 чередуются. На рис.2 показано МСМ изображение участка образца с шириной кобальтовых полосок 3 и 2 мкм, на нем видно, что распределение намагниченности практически во всех кобальтовых элементах достаточно сложное.

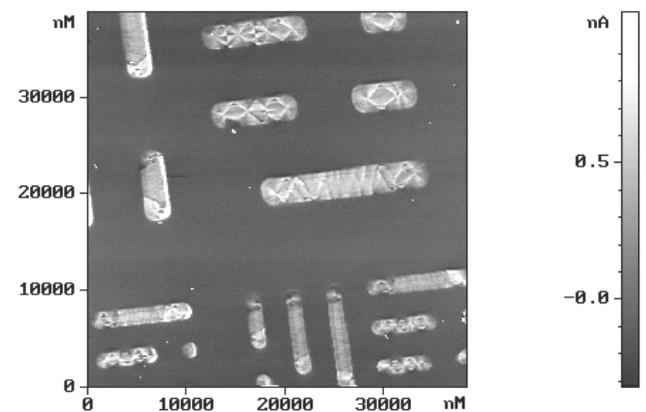


Рис. 2. МСМ изображение участка образца 40x40 мкм². Видно, что большинство полосок имеют сложное распределение намагниченности.

Одно из наиболее часто встречающихся отклонений распределения намагниченности от «классического» показано на рис.3.

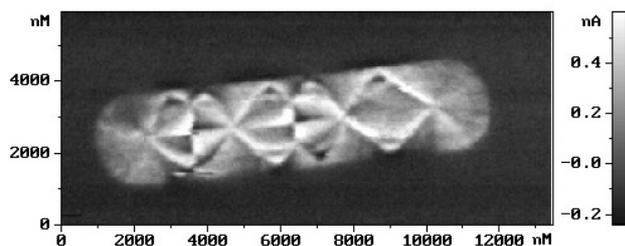


Рис. 3 МСМ изображение кобальтового элемента с форм-фактором 4, первые три вихря (слева направо) закручены в одну сторону.

Такая структура возникает, когда два соседних вихря закручиваются в одну сторону, в данном случае это произошло с тремя соседними вихрями. Микромагнитный расчет такой структуры дает распределение намагниченности в образце как показано на рис.4, стрелками показаны M_x и M_y компоненты намагниченности, в то время как M_z показан в виде шкалы оттенков серого.

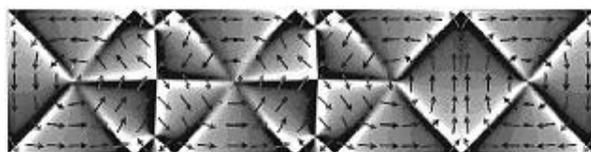


Рис. 4 Расчитанное МСМ изображение структуры, изображенной на рис.3.

Результаты микромагнитного расчета достаточно хорошо согласуются с полученными в эксперименте, незначительные отклонения обусловлены различными случайными факторами, а также тем, что форма реального кобальтового элемента немного отличается от параллелепипеда.

[1] A.G. Temiryazev, MFM study of soft magnetic samples. *Scanning Probe Microscopy – 2003. Proceedings. Nizhny Novgorod. 2003.* P. 161-163.

[2] M.J. Donahue and D.G. Porter, OOMMF User's Guide, Version 1.0, *Interagency Report NISTR 6376*, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD (Sept 1999).

Structure, crystallography and magnetic properties of (Fe/Cr)/(100), (110) & (211)MgO superlattices

V.V.Ustinov, T.P.Krinitina, M.A.Milyaev, L.N.Romashev, A.M.Burkhanov

Institute of Metal Physics, Ural Division RAS, Ekaterinburg, 620219, Russia;
e-mail: krinitina@imp.uran.ru

Recently there has been significant interest in interlayer exchange coupling in magnetic multilayers. One of the topics that are still unclear is the correlation between magnetic ordering and crystallographic orientation in superlattices. In the present paper we report on structural and magnetic properties of epitaxial $[\text{Fe}(76\text{\AA})/\text{Cr}(12\text{\AA})]_{12}$ multilayers grown simultaneously on (100)MgO,

(110)MgO, and (211)MgO substrates by molecular beam epitaxy. The Cr layer thickness has been chosen to provide antiferromagnetic ordering in Fe/Cr(100) multilayer. The structural investigations have been done by transmission electron microscopy and diffraction. Electron diffraction patterns of multilayers grown on different substrates are shown in the Fig. 1.

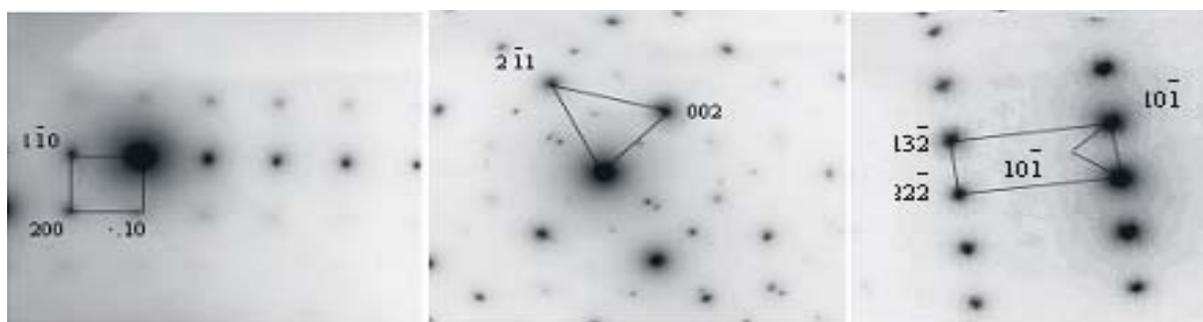


Fig.1. Electron diffraction patterns of Fe/Cr multilayers grown on different substrates: (100) MgO, (112) MgO and (110) MgO.

It was established that the (100)Fe/Cr multilayer grows on (100)MgO with the epitaxial orientation $[001]\text{Fe/Cr} \parallel [011]\text{MgO}$ and the (210)Fe/Cr multilayer grows on (211)MgO with the orientation $[0\bar{1}1]\text{Fe/Cr} \parallel [001]\text{MgO}$. As for the multilayer grown at (110)MgO, two orientations have been found there, namely, (211)Fe/Cr and (111)Fe/Cr grown with $[0\bar{1}1]\text{Fe/Cr} \parallel [001]\text{MgO}$ relation.

Magnetic properties of the multilayers were studied using a vibrating sample magnetometer. Normalized magnetization curves measured along easy axis for different multilayers described above are depicted in Fig.2.

As an important feature we note strong dependence of magnetic ordering in Fe/Cr multilayers from their crystallographic orientation. Whereas the (100)Fe/Cr multilayer is antiferromagnetically ordered, Fe/Cr multilayer grown on (110)MgO is nearly ferromagnetic, while (Fe/Cr)/(211)MgO multilayers display non-collinear ordering.

If one suggests that the long-period coupling oscillations in Fe/Cr are connected with critical spanning vectors of the Cr Fermi surface across the ellipsoids centered at the N point of the Brillouin

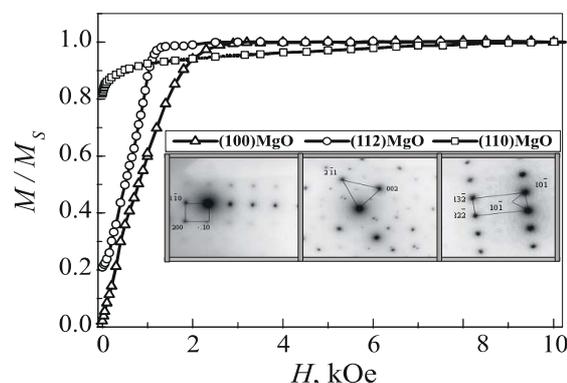


Fig.2. Normalized magnetization curves of Fe/Cr multilayers grown on (100) MgO, (112) MgO and (110) MgO.

zone, it is natural to expect that the oscillation period will be reduced as the Cr crystallographic orientation changes from the (100) plane to the (111) one.

The research was partly supported by grants of RFBR and INTAS.

Исследование процессов локального перемагничивания в наночастицах Fe-Cr

Б.А. Грибков, В.Л. Миронов, Н.И. Полушкин

Институт Физики Микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия
e-mail: bg@ipm.sci-nnov.ru

Интерес к изучению ферромагнитных наноразмерных структур обусловлен, прежде всего, возможностью их применения в качестве среды для магнитной записи информации с большой плотностью. Одним из основных методов исследования таких структур является магнитно-силовая микроскопия (МСМ), которая позволяет не только получать информацию о распределении намагниченности в наночастицах, но и при помощи специальных процедур сканирования изменять магнитное состояние наночастиц [1]. В данной работе представлены результаты по локальному перемагничиванию частиц Fe-Cr под действием магнитного поля зонда МСМ.

Упорядоченные массивы ферромагнитных наночастиц изготавливались методом интерференционного лазерного отжига тонких (толщиной ≤ 20 нм) композитных пленок Fe-Cr [2]. АСМ и МСМ исследования образцов проводились на зондовом микроскопе "Solver P7LS" ("NT-MDT", Зеленоград, Россия). Для исследования распределения намагниченности использовались стандартная двухпроходная (tapping/lift mode) методика, а также однопроходная неконтактная (constant height mode) МСМ методика. В МСМ измерениях применялись стандартные магнитные зонды с Co покрытием ("NT-MDT"). Непосредственно перед МСМ измерениями зонды намагничивались вдоль оси в магнитном поле 20 кГс.

АСМ измерения (рис.1) показали, что образцы представляли собой упорядоченный массив наночастиц с характерными латеральными размерами 700×280 нм и расстоянием между частицами порядка 500 нм.

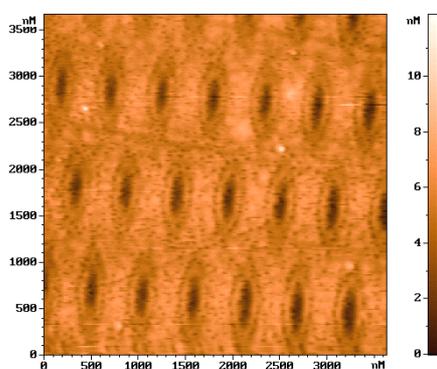


Рис. 1. АСМ изображение массива частиц FeCr.

На рис. 2 приведены два МСМ изображения, полученные с помощью различных методик. Перед проведением МСМ измерений образец

был намагничен вдоль длинной оси частиц до насыщения. Как показали проведенные эксперименты, в данных частицах вихревые состояния практически не наблюдаются, а основным является состояние с однородной остаточной намагниченностью (рис. 2 (а)). По-видимому, это связано со специфической (ромбовидной) формой частиц, характеризующейся острыми углами в вершинах ромба и наличием кратера в центре частицы.

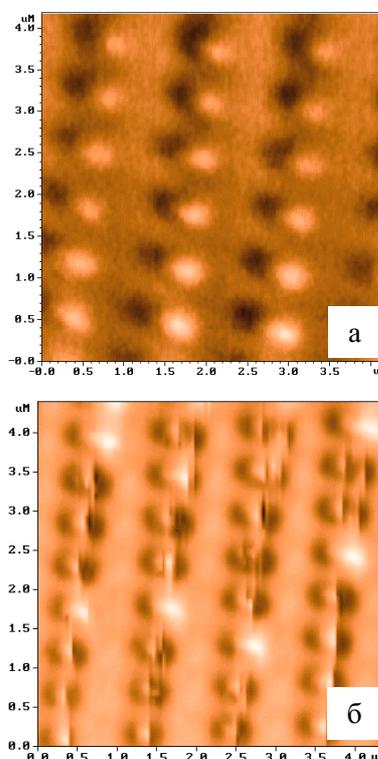


Рис. 2. МСМ изображения частиц Fe-Cr. (а) – constant height mode, (б) – tapping/lift mode.

Из рис. 2 (б) хорошо видно, что сканирование образца по 2-х проходной методике вызывает локальное перемагничивание частиц (изменение направления намагниченности), сопровождающееся резкой сменой контраста на МСМ изображении. При этом перемагничивание происходит в момент, когда зонд находится только над одним из полюсов частицы (имеющим белый цвет на МСМ изображении). Как показали проведенные эксперименты, процессы перемагничивания данных частиц существенно зависят от величины магнитного момента зонда и носят пороговый характер.

Было проведено компьютерное моделирование индуцированных МСМ зондом процессов перемагничивания частиц. Моделирование проводилось на основе численного решения системы уравнений Ландау-Лифшица для намагниченности частицы в присутствии магнитного поля МСМ зонда. В расчетах зонд представлялся в виде магнитного шара с удельным магнитным моментом равным остаточной намагниченности кобальта. Было показано, что перемагничивание происходит посредством сложной перестройки распределения намагниченности в частице. Последовательные стадии процесса перемагничивания при движении зонда представлены на рис. 3.

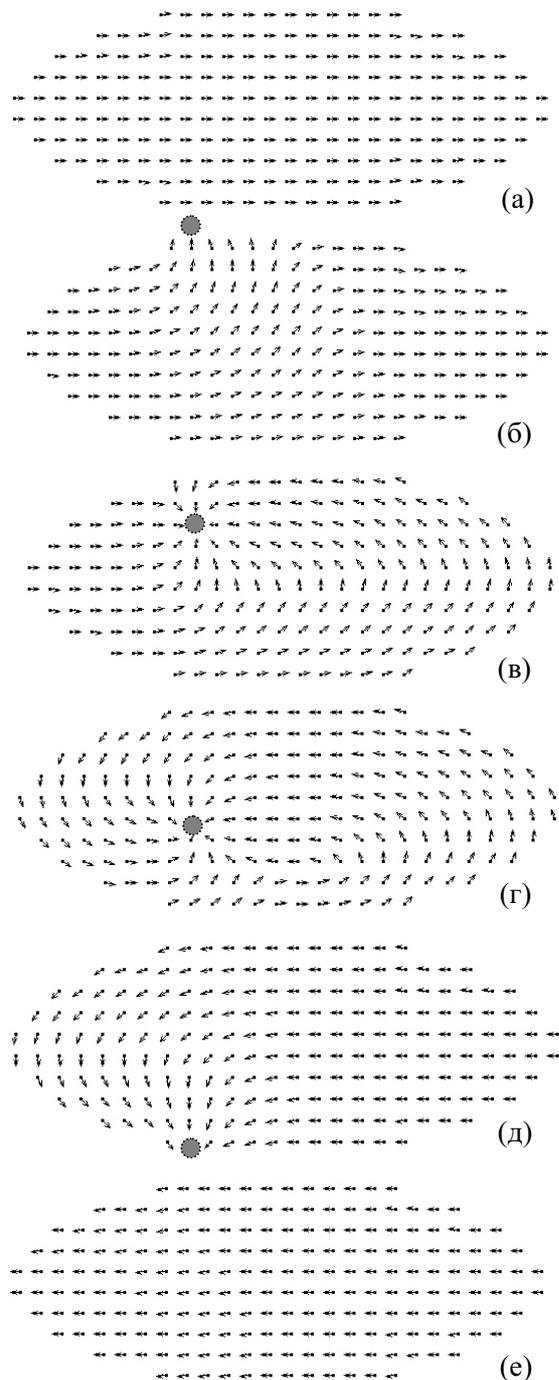


Рис. 3. Последовательные стадии процесса перемагничивания частицы МСМ зондом. (Положение МСМ зонда показано кружком)

Проведенные расчеты подтвердили основные экспериментально наблюдаемые закономерности: зависимость от высоты и места прохода над частицей, а также пороговый характер процессов перемагничивания.

Были проведены эксперименты по контролируемому (обратимому и хорошо воспроизводимому) перемагничиванию одиночных наночастиц Fe-Cr зондом МСМ [3]. Для перемагничивания применялась следующая процедура. Проводилось сканирование выбранной частицы в режиме constant height с уменьшением высоты прохода зонда над образцом до тех пор, пока частица не изменяла своего состояния намагниченности. После этого процесс прерывался, и снималось МСМ изображение перемагниченной частицы. Результаты локального перемагничивания частиц Fe-Cr приведены на рис. 4.

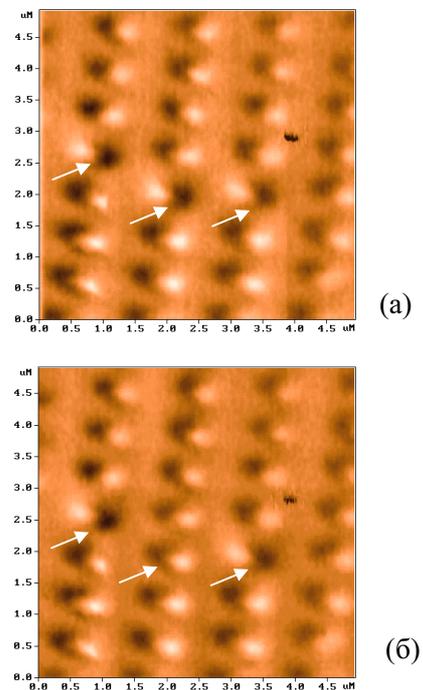


Рис. 4. Перемагничивание наночастиц Fe-Cr зондом МСМ. (Стрелками показаны частицы с измененной намагниченностью).

Первоначально были перемагничены три соседние частицы (показаны стрелками на рисунке 4 (а)). Затем одна из них (центральная) была возвращена в начальное состояние.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 05-02-17153), МНТЦ (грант 2976) и "Фонда содействия отечественной науке".

- [1] M.Kleiber, F.Kümmerlen, M.Löhndorf, et al. – Phys. Rev. B, v. 58, № 9, p. 5563 (2002).
- [2] А.М.Алексеев, Ю.В.Веревкин и др.– Письма в ЖЭТФ, т. 73, с. 214 (2001).
- [3] A.A.Fraerman, B.A.Gribkov, S.A.Gusev, et al. – Phys. Low Dim. Struct., 1/2, p. 117 (2004).

Температурная зависимость кривых намагничивания в наночастицах Fe-C

С.В.Комогорцев¹, Р.С. Исхаков¹, А.Д. Балаев¹, Д.Е.Прокофьев¹
А.В. Окотруб², А.Г. Кудашов²

¹Институт физики СО РАН, Красноярск

²Институт неорганической химии СО РАН, Новосибирск

E-mail: komogor@iph.krasn.ru

Магнитные наночастицы делятся на два класса: суперпарамагнитные частицы (обычно с размерами от 1-10нм) и ферромагнитные (10-50нм). Магнитные свойства систем суперпарамагнитных частиц объясняются на основе теории суперпарамагнитной релаксации в предположении, что внутри каждой частицы имеет место ферромагнитный порядок. Для экспериментального исследования термодинамических свойств наночастиц вблизи основного состояния более пригодны ферромагнитные наночастицы, поскольку здесь непосредственно могут измеряться такие свойства как, например, температурная зависимость спонтанной намагниченности.

Целью нашей работы являлось изучение функции отклика магнитной подсистемы $M(T,H)$ ферромагнитных наночастиц Fe-C размещенных внутри углеродных нанотрубок.

В работе исследуются наночастицы Fe-C внутри углеродных нанотрубок синтезированные методом термического разложения соли малеиновой кислоты $C_6H_4(COO)_2Fe$.

Статические магнитные измерения проводились на автоматизированном вибрационном магнетометре в интервале полей до 8 кЭ и температур от 78 до 300 К. Вставка с пустой капсулой, предназначенной для содержания порошка, измерялась отдельно, и ее вклад в общий сигнал (~1%) вычитался. Кривые намагничивания были измерены для температур 77К, 90К, 100К, и далее с шагом 10К до 320К.

Внутренние полости нанотрубок частично заполнены железом. Из измеренных величин намагниченности насыщения мы оценили весовую долю Fe в данных наноконкомпозитах: оказалось, что в образце s1 весовая доля Fe составляет не более 8%. Нанотрубки характеризуются внутренним диаметром ~100Å. Исследования, проведенные методом рентгеновской дифракции, показали, что магнитный материал, наночастиц внутри нанотрубок, представляет собой частицы Fe_3C .

Исследование кривых намагничивания наночастиц показывает, что с ростом температуры уменьшается как величина намагниченности, так

и коэрцитивная сила. Рисунок 1 показывает, что уменьшение коэрцитивной силы с ростом температуры происходит по закону $T^{1/2}$. Эта зависимость характерна для однодоменных невзаимодействующих наночастиц при температурах ниже температуры блокировки. Зависимость $H_c(T)$ отстроенная в координатах $(H_c, T^{1/2})$ позволяет сделать оценку температуры блокировки. Оценка этой величины составила: $T_B=460K$. Так как температура блокировки превышает температуры, при которых мы измеряли кривые намагничивания, при интерпретации экспериментальной зависимости $M(T, H)$ следует исключить возможное суперпарамагнитное поведение исследуемых наночастиц.

Высокополевые участки кривых намагничивания исследуемых наночастиц отстроенные в координатах (M, H^2) указывают на выполнение зависимости $M \sim H^2$. Этот закон (закон Акулова):

$$\frac{M(H) - M_s}{M_s} = \left(\frac{D^{1/2} H_a}{H} \right)^2, \quad (1)$$

где $H_a = 2K/M_s$ - поле локальной магнитной

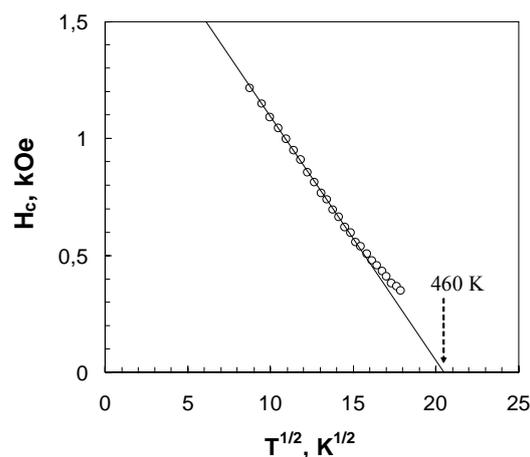


Рис.1 Зависимость $H_c(T)$ для наночастиц Fe-C.

анизотропии, D - симметричный числовой коэффициент равный 1/15 для одноосной анизотропии, M_s - намагниченность насыщения, описывает

приближение намагниченности к насыщению для однодоменных невзаимодействующих ферромагнитных частиц. Таким образом, наблюдение на эксперименте зависимости $M \sim H^2$ указывает на однодоменность наших частиц и отсутствие взаимодействия между ними. Температурная зависимость намагниченности насыщения приведена на рис. 2. Из этого рисунка видно, что как намагниченность насыщения M_s , уменьшается по степенному закону: $M_s = M_{s0}(1 - C_M T^{5/2})$, где $C_M = 1.1 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-5/2}$.

В высоких полях и низких температурах отклонение намагниченности от полного насыщения состоит из двух слагаемых:

$$\Delta M(T, H) = \Delta M_{sw} + \Delta M_{if} \cdot (2)$$

Здесь ΔM_{sw} - определяется тепловыми спиновыми волнами. Обычно в ферромагнетиках ΔM_{sw} следует хорошо известному закону Блоха $T^{3/2}$, который широко используется для экспериментального определения величины обменной константы. ΔM_{if} - определяется пространственными флуктуациями $I(r)$ - орта оси легкого намагничивания. Так как наш экспериментальный результат относится к температурной зависимости намагниченности насыщения, величина ΔM_{if} становится тождественно равной нулю, а следовательно, мы имеем дело исключительно с ΔM_{sw} .

В низких температурах уменьшение спонтанной намагниченности в ферромагнетиках ΔM_{sw} , обусловлено возбуждением тепловых спиновых волн с законом дисперсии:

$$\omega = ak^2 + ck^4 + \dots, (3)$$

что приводит к хорошо известному закону Блоха [1].

$$\Delta M_{sw} = B_{3/2} T^{3/2} + C_{5/2} T^{5/2} + \dots, (4)$$

где коэффициенты B и C определяются основными магнитными константами материала: константой обменного взаимодействия A и средним размером атомной обменной связи $\langle r^2 \rangle^{1/2}$.

Справедливость закона Блоха $T^{3/2}$ для объемных ферромагнитных материалов подтверждена многочисленными экспериментами. Эта зависимость наблюдалась также в пленках нанометровых толщин и ферромагнитных нанонитях. Слагаемое пропорциональное $T^{5/2}$ в выражении (8) является малой поправкой к закону Блоха $T^{3/2}$ и фиксируется при измерениях с высокой точностью. Обсудим возможные причины отличия нашего экспериментального результата ($M_s \sim T^{5/2}$) от закона Блоха (8).

С нашей точки зрения причина наблюдаемой нами зависимости сводится к изменению спектральных характеристик тепловых коллективных возбуждений в малых частицах (finite size effect). Влияние этого эффекта на температурную зависимость намагниченности было подробно изучено в работе [2] с помощью численного моделирова-

ния. Авторы этой работы обнаружили, что спектральные свойства спиновых волн в наночастицах значительно отличаются от таковых для объемного материала, что в результате приводит к моди-

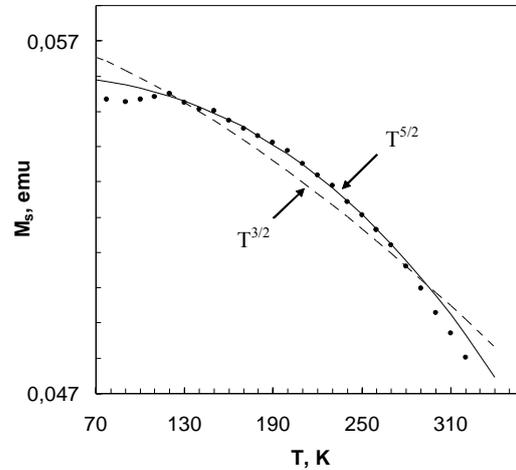


Рис.1 Зависимость $M_s(T)$ для наночастиц Fe-C.

фикации такого термодинамического свойства как температурная зависимость спонтанной намагниченности. Оказалось, что зависимость спонтанной намагниченности от температуры здесь должна следовать закону $M_s \sim T^\alpha$ где $3/2 < \alpha < 3$. Качественно этот результат можно объяснить следующим образом. Малый размер наночастиц приводит к невозможности возникновения тепловых магнонов с длинами волн превышающими размеры частиц, что в свою очередь приводит к возникновению щели в спектре спиновых волн в области малых волновых векторов. Впервые закон $T^{3/2}$ Блох получил для спиновых волн с законом дисперсии $\omega = ak^2$ справедливым для k от 0 до ∞ Ф. Bloch. Для спиновых волн возбуждаемых в пределах 1-й зоны Бриллюэна поправки более высоких степеней (k^4, k^6 и т.д.) в законе дисперсии (8) приводят к появлению новых слагаемых в выражении для температурной зависимости намагниченности ($T^{5/2}, T^{7/2}$ и т.д.). Роль поправок $\sim k^4, k^6$ и т.д. возрастает вблизи границ зоны Бриллюэна. Щель в области малых волновых векторов возникающая в наночастицах может приводить к тому, что слагаемые $\sim k^4, k^6$ будут играть определяющую роль в зависимости $\omega(k)$, тем самым, приводя к увеличению эффективного показателя степенной зависимости намагниченности от температуры.

Работа поддержана грантами РФФИ (грант № 04-02-16230); Фондом Правительственной Поддержки (грант № МК-1684.2004.2).

[1] F. Bloch, Z. Physik 61, 206 (1930); 74, 295 (1932).

[2] P. V. Hendriksen, S. Linderoth, P. A. Lindgard, Phys Rev B 48 (1993), 7259.

Переходы между однородным и вихревым состояниями в наночастицах Co под действием магнитного поля зонда магнитно-силового микроскопа

В.Л.Миронов, Б.А.Грибков, А.А.Фраерман, И.Р.Каретникова,
С.Н.Вдовичев, С.А.Гусев, И.М.Нефедов, И.А.Шерешевский

Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород, Россия
e-mail: mironov@ipm.sci-nnov.ru

Исследование свойств массивов ферромагнитных наночастиц вызывает повышенный интерес, обусловленный, прежде всего, возможностью их применения в качестве среды для записи информации с высокой плотностью. В связи с этим в последние годы большое внимание уделяется изучению магнитного состояния таких частиц методами магнитно-силовой микроскопии и процессов их перемагничивания непосредственно под действием поля зонда магнитно-силового микроскопа (МСМ). В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных исследований индуцированных зондом МСМ эффектов перемагничивания в эллиптических наночастицах Co (связанных с обратимыми и воспроизводимыми переходами между однородным (ОС) и вихревым (ВС) состояниями), демонстрирующие возможность управления знаком завихренности магнитного вихря.

Упорядоченные массивы ферромагнитных наночастиц эллиптической формы с различными латеральными размерами и различной высотой формировались посредством электронной литографии и ионного травления тонких пленок Co. Распределение остаточной намагниченности и процессы локального перемагничивания исследовались с помощью многомодового сканирующего зондового микроскопа "Solver P7LS" (компания "НТ-МДТ", Зеленоград, Россия). В МСМ измерениях применялись магнитные зонды с Co покрытием.

В экспериментах по МСМ перемагничиванию нами использовались массивы эллиптических наночастиц Co с латеральными размерами 400×600 нм. Как показали результаты микромагнитного моделирования и проведенные МСМ исследования, критическая высота таких частиц h^* составляет 25 нм. При $h < h^*$ основное состояние намагниченности соответствует ОС, при $h > h^*$ - ВС. Для экспериментов по локальному МСМ перемагничиванию были изготовлены частицы высотой 27 нм (немного больше h^*), так что основное состояние намагниченности в таких частицах соответствовало ВС. При сканировании данного образца зондом МСМ с большим магнитным моментом наблюдались эффекты, связанные с переходами между вихревым и однородным состояниями, сопровождающиеся резким изменением контраста на МСМ изображениях (рис. 1). Сканирование производилось вдоль длинной оси частиц в направлении слева направо и снизу вверх. Вначале при прохождении зонда над краем частицы (область А рис. 1) регистрировался сла-

бый МСМ контраст, соответствующий вихревому состоянию намагниченности. Затем при движении зонда над центральной областью частицы (область В) наблюдалось резкое возрастание контраста, соответствующее переходу $ВС \Rightarrow ОС$. И, наконец, при проходе зонда над областью С наблюдался обратный переход $ОС \Rightarrow ВС$.

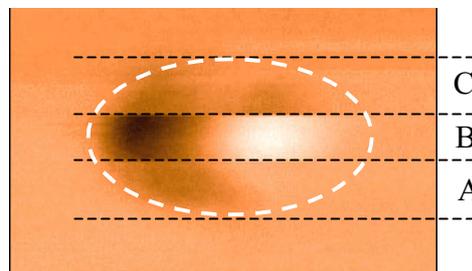


Рис. 1. МСМ изображение частицы Co.

При проходе зонда над центральной областью данной частицы переходят в метастабильное состояние с однородной намагниченностью, которое вновь переходит в вихревое под действием магнитного поля зонда, движущегося вдоль края частицы. Такие процессы могут быть использованы для управления знаком завихренности ВС наночастиц. Действительно, проведенные эксперименты показали, что можно изменять направление магнитного вихря при сканировании зондом МСМ над частицей по определенной методике. На рис. 2 показано изменение знака завихренности намагниченности в частице Co в процессе $ВС \Rightarrow ОС \Rightarrow ВС$ переходов. Исходное состояние средней частицы на рис. 2 (а) соответствует правой ориентации магнитного вихря (по часовой стрелке). МСМ изображение, представленное на рис. 2 (б), получено следующим образом. Вначале сканирование участка образца осуществлялось в constant height режиме на высоте порядка 40 нм. Затем в процессе сканирования зонд опустили на высоту порядка 15 нм, при этом наблюдался переход $ВС \Rightarrow ОС$. При дальнейшем сканировании в области края частицы был зафиксирован переход $ОС \Rightarrow ВС$, после чего зонд вновь подняли на высоту 40 нм. Конечное состояние частиц показано на рис. 2 (в). В результате воздействия поля зонда средняя частица изменила направление завихренности ВС на противоположное.

Было проведено компьютерное моделирование процессов изменения распределения намагниченности в частицах Co под действием магнитного поля

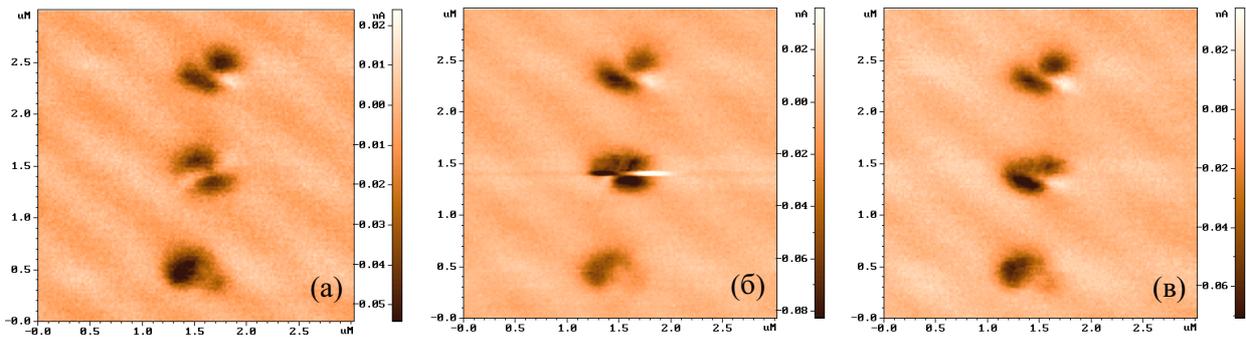


Рис. 2 MCM изображения трех частиц Co, демонстрирующие изменение направления магнитного вихря.

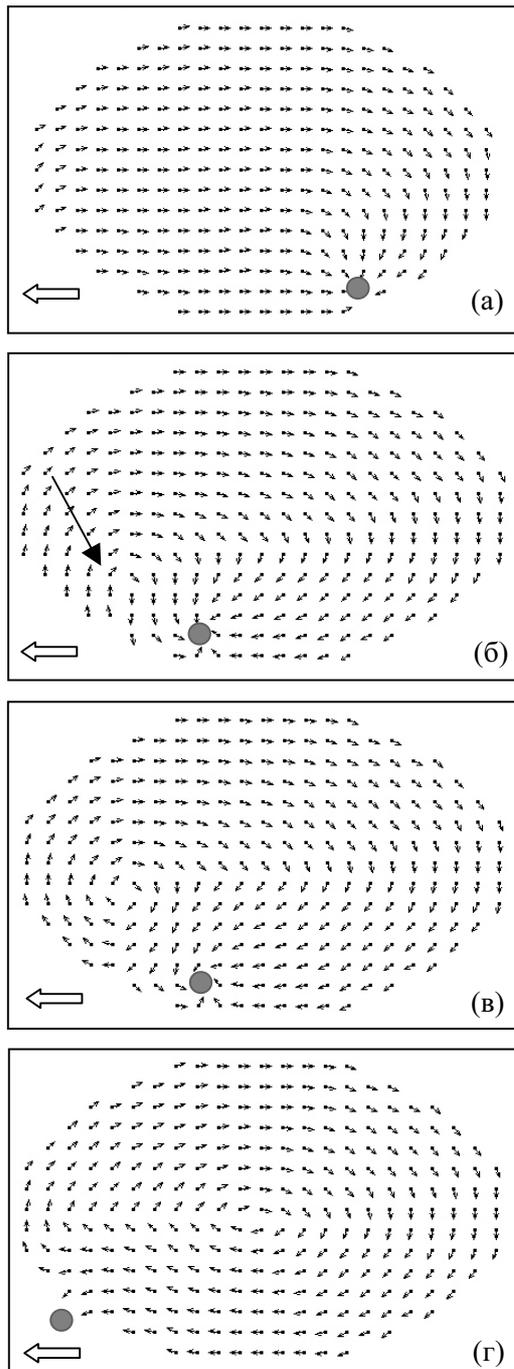


Рис. 3. Изменение состояния намагниченности при движении зонда над краем частицы.

MCM зонда. В расчетах зонд представлялся в виде магнитного шара с удельным магнитным моментом равным остаточной намагниченности кобальта. Численно находились стационарные решения системы уравнений Ландау-Лифшица, соответствующие равновесному распределению намагниченности в неоднородном поле, создаваемом зондом. Результаты модельных расчетов представлены на рис. 3. Положение зонда на рисунках обозначено темным кружком, направление движения зонда указано стрелкой в левом нижнем углу рисунка. Однородное состояние является метастабильным. При движении зонда вблизи края частицы нарушается симметрия распределения намагниченности и происходит переход $OC \Rightarrow BC$. В формировании вихревого распределения в этом случае определяющую роль играют краевые эффекты, симметрия поля зонда и расположение его относительно границ частицы. Процесс перераспределения намагниченности при прохождении зонда над краем частицы показан на рис. 3 (а-г). На первой стадии (рис. 3. (а)), когда зонд приближается к частице, распределение намагниченности в частице приобретает начальную завихренность. По мере движения зонда вблизи границы формируется характерная складка намагниченности (показана стрелкой на рис. 3 (б)), в которой зарождается вихрь (рис. 3 (в)). Под действием поля зонда рождающийся вихрь быстро смещается к центру частицы, где и остается после удаления зонда. Как показали результаты моделирования, знак завихренности BC , получающегося при переходе $OC \Rightarrow BC$, определяется расположением зонда относительно границ частицы – при прохождении зонда вдоль нижнего края частицы (рис. 3) формируется магнитный вихрь правой ориентации, а при прохождении вдоль верхнего края – левой ориентации.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 05-02-17153, 04-02-16827), МНТЦ (грант 2976), INTAS (03-516426, 03-51-4778) и "Фонда содействия отечественной науке".

[1] A.A.Fraerman, S.A.Gusev, L.A.Mazo, et al – Phys. Rev. B, v. 65, p. 064424-1 (2002).

[2] A.A.Fraerman, B.A.Gribkov, S.A.Gusev, et al. – Phys. Low Dim. Struct., 1/2, p. 117 (2004).

Моделирование МСМ изображений ферромагнитных наночастиц со сложным распределением намагниченности

Д.С.Никитушкин, Б.А.Грибков, В.Л.Миронов.

Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород, Россия
e-mail: mironov@ipm.sci-nnov.ru

Магнитно-силовая микроскопия (МСМ) является одним из основных методов исследования наномасштабных свойств магнитных структур. Однако интерпретация получаемых в эксперименте МСМ изображений представляет собой сложную задачу. Одним из эффективных путей ее решения является моделирование возможного распределения намагниченности в образце и соответствующего ему МСМ изображения с последующим сравнением результатов моделирования и эксперимента [1]. В настоящей работе приводятся результаты компьютерного моделирования МСМ изображений частиц Co , имеющих сложные многовихревые состояния намагниченности.

Упорядоченные массивы ферромагнитных наночастиц эллиптической формы с различными латеральными размерами и различной высотой формировались посредством электронной литографии и ионного травления тонких пленок Co [2]. МСМ исследования образцов проводились на зондовом микроскопе "Solver P7LS". Возможные распределения намагниченности рассчитывались с помощью программного пакета OOMMF [3], модельные МСМ изображения (сдвиг фазы колебаний кантилевера в магнитном поле) рассчитывались в приближении диполь-дипольного взаимодействия зонда и образца.

Проведенные МСМ исследования показали, что в частицах Co с характерными латеральными размерами в диапазоне $400 \div 1000$ нм и высотой $20 \div 60$ нм реализуются различные состояния остаточной намагниченности. Так в эллиптических частицах размерами 400×600 нм (аспектное отношение $a = 3:2$) наблюдались состояния с однородной намагниченностью и одновихревые состояния [4]. С увеличением аспектного отношения в частицах реализуются более сложные распределения намагниченности. На рис 1 (а) показано МСМ изображение частиц Co $700 \times 400 \times 35$ нм ($a = 7:4$). Симметрия МСМ изображений соответствует двухвихревому состоянию намагниченности. На рис. 1 (б, в) представлены результаты моделирования МСМ изображений от частицы, содержащей два магнитных вихря, хорошо согласующиеся с экспериментальными МСМ изображениями. Различаются два типа состояний, отличающиеся направлением намагниченности в центральной части частицы.

С дальнейшим увеличением латеральных размеров частиц наблюдается усложнение их магнитного состояния. В частицах с размерами $900 \times 400 \times 35$ нм ($a = 9:4$) зарегистрированы трехвихревые состояния намагниченности (Рис. 2).

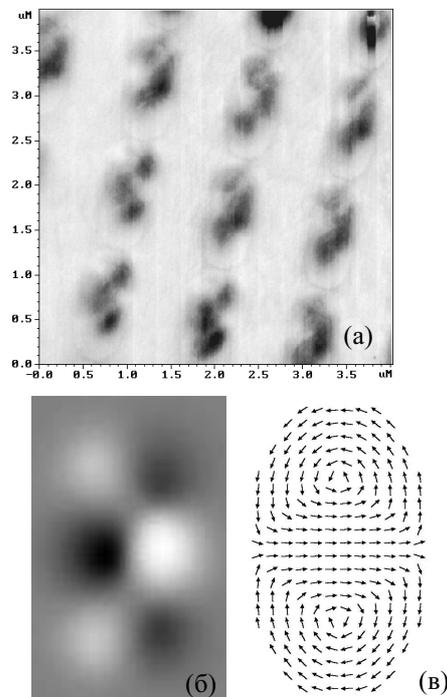


Рис. 1. Экспериментальное (а) и смоделированное (б) МСМ изображения двухвихревого состояния намагниченности (в) в частицах Co .

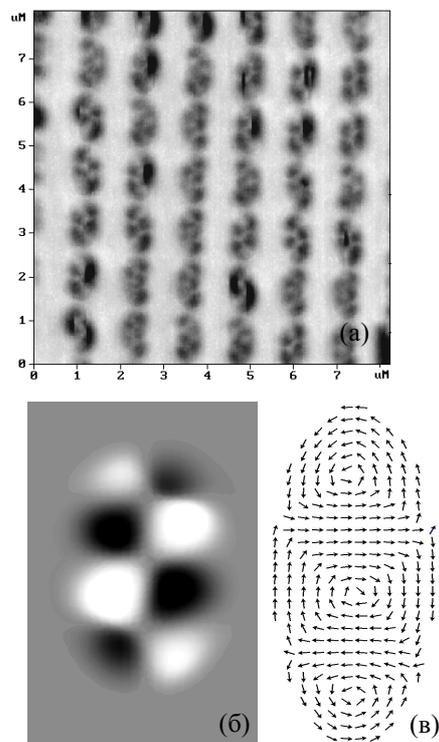


Рис. 2. Экспериментальное (а) и смоделированное (б) МСМ изображения трехвихревого состояния намагниченности (в) в частицах Co .

Еще более сложные состояния наблюдались в частицах Co размерами $1000 \times 550 \times 35$ нм (рис. 3). Симметрия изображений соответствует четырехвихревому состоянию. На рис. 4 представлены также результаты моделирования МСМ изображений от частиц с четырьмя магнитными вихрями.

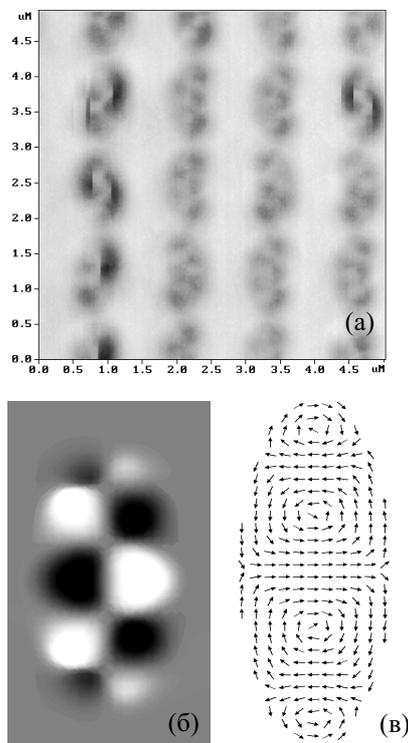


Рис. 3. Экспериментальное (а) и смоделированное (б) МСМ изображения четырехвихревого состояния намагниченности (в) в частицах Co .

Моделирование применялось нами также для интерпретации результатов МСМ исследований поведения частиц во внешнем магнитном поле. Была проведена серия экспериментов по изучению влияния магнитного поля на одиночный магнитный вихрь.

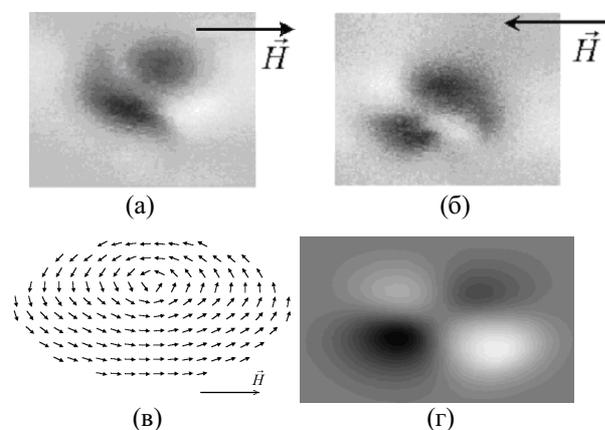


Рис 4. Экспериментальные МСМ изображения (а, б) и результаты компьютерного моделирования (в, г) вихря в магнитном поле.

На рис. 4 показаны МСМ изображения вихревого состояния частицы Co в продольном магнитном поле и соответствующие результаты моделирования. Поле, приложенное в плоскости образца, вдоль длинной оси частицы приводит к смещению вихря в перпендикулярном направлении.

В МСМ измерениях зонд, как правило, намагничивают вдоль оси, так что средний магнитный момент зонда направлен перпендикулярно к поверхности образца. Однако, в сильном внешнем магнитном поле, результирующий магнитный момент зонда может переориентироваться вдоль магнитного поля, что будет приводить к изменению МСМ изображений частиц [5]. На рис. 5 в, качестве примера, представлены экспериментальные и модельные МСМ изображения массива однодоменных однородно намагниченных частиц Co , в сильном магнитном поле. Поле прикладывалось в плоскости образца, вдоль длинной оси частиц.

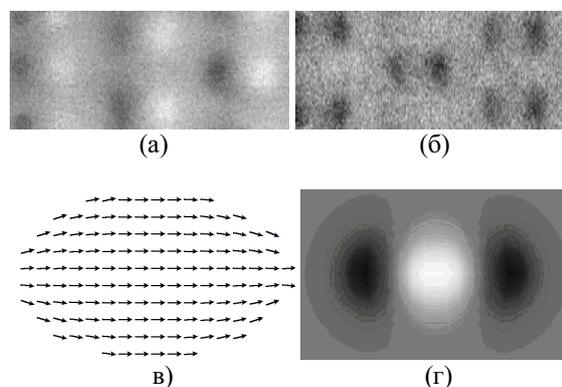


Рис. 5. Изменение МСМ изображения массива однородно намагниченных частиц Co в сильном магнитном поле. (а) – МСМ изображение при $H = 0$; (б) – МСМ изображение при $H = 250$ Гс; (в) – распределение намагниченности; (г) – модельное МСМ изображение однородно намагниченной частицы, рассчитанное для случая, когда зонд намагничен вдоль магнитного поля.

Анализ МСМ изображений показал, что наблюдаемые изменения изображений соответствуют процессу перемагничивания зонда во внешнем поле.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 05-02-17153), МНТЦ (грант 2976), и "Фонда содействия отечественной науке".

[1] D.V.Ovchinnikov, A.A.Bukharaev - Phys.Low-Dim.Struct. (2002) N. 5/6, p. 1–6.
 [2] A.A.Fraerman, S.A.Gusev, et al. – Phys. Rev. B, (2002) v. 65, p. 064424-1 – 064424-5.
 [3] <http://math.nist.gov/oommf>
 [4] A.A.Fraerman, B.A.Gribkov, S.A.Gusev, et al. - Phys. Low Dim. Struct. (2004), N. 1/2, p. 117.
 [5] A.A.Bukharaev, D.A.Biziaev et al. - Phys.Low-Dim.Struct. (2004) N. 1/2, p. 153.

Влияние ультратонких покрытий на величину магнитного контраста в пленках ферромагнитных материалов

И. В. Маликов, Л.А. Фомин и Г. М. Михайлов

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, 142432
Институтский проспект, ИПТМ, Черноголовка, Россия.
e-mail: fomin@ipmt-hpm.ac.ru

В планарных наноструктурах из монокристаллического никеля в условиях баллистического электронного транспорта нами недавно был обнаружен эффект гигантского изгибного магнитосопротивления [1]. Для объяснения этого эффекта было выдвинуто предположение, состоящее в том, что происходит спинзависящее рассеяние баллистических электронов на доменных стенках, приводящее к этому эффекту. Для подтверждения этого, были проведены эксперименты по “визуализации” доменной структуры в исследованных проводниках и ее изменения во внешнем магнитном поле.

Планарные проводники -наноструктуры изготавливались из эпитаксиальной пленки никеля, выращенной методом импульсного лазерного испарения на подложке из монокристаллического сапфира (А-плоскость). Для их изготовления применялась субтрактивная технология с использованием электронной литографии для изготовления наномаски и последующего ионного травления. Для исследований влияния формы на магнитную структуру, наноструктуры изготавливались в форме полосок, уголков, Т-образной формы и крестов. Ширина дорожек наноструктур варьировалась от 0,2 мкм до 0,8 мкм, длина дорожек была 1 мкм, а расстояние между структурами составляло также 1 мкм.

Для магнитосиловой микроскопии (МСМ) использовался прибор Р47 НТМДТ с кремниевым кантилевером, покрытым слоем железа толщиной 60 нм. Было выяснено, что на чистом никеле, в отличие от кобальта и железа,

магнитного контраста методом МСМ обнаружить не удается. Вероятно, сказывается влияние антиферромагнитного оксида никеля. Чтобы исключить это влияние, пленки никеля покрывались ультратонким слоем другого металла.

Таким образом, встала задача исследования влияния ультратонких покрытий на величину магнитного контраста в пленках ферромагнитных материалов. Было показано, что пленки никеля покрытые тонким слоем (5 – 10 нм) молибдена, выращенного тем же методом, не проявляли магнитного контраста возможно из-за того, что молибден – диамагнетик. В другой реализации осуществлялось покрытие пленки никеля тонким слоем железа. Предварительно методом МСМ был исследован магнитный контраст самих железных пленок. Было выяснено, что при толщине порядка 15 нм магнитный контраст данным методом уже не наблюдается. Тем самым исключается влияние собственного магнитного контраста покрытия на общий контраст, если его толщина достаточно мала. Для выращивания пленок железа использовался тот же ростовой метод, что и для никеля. Толщина слоя покрытия составляла величину в 10-15 нм. На таких наноструктурах удалось обнаружить магнитный контраст. На рис. 1 показана топография наноструктур и магнитный контраст.

Были проведены МСМ исследования во внешнем магнитном поле. В поле от 0 до 500 Э наблюдалось изменение магнитного контраста наноструктур. Это позволяет предположить, что

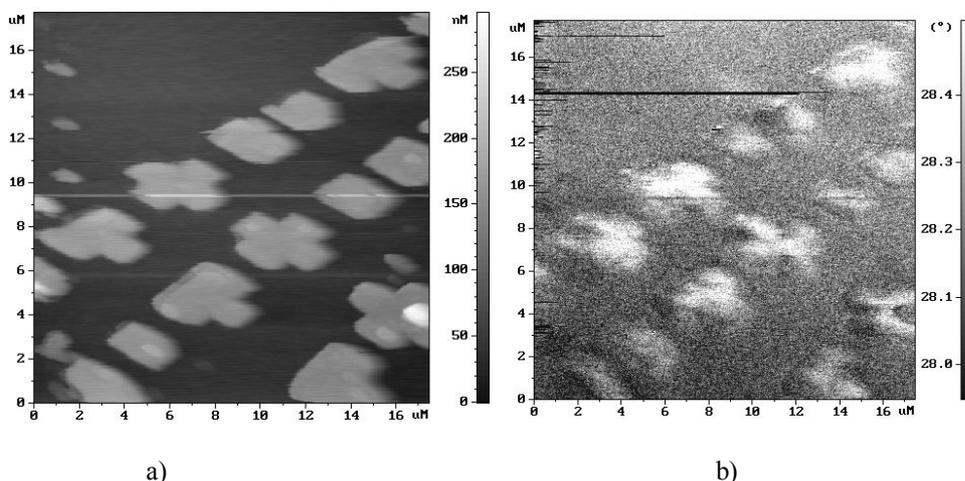


Рис. 1. Топография наноструктур (а) и их магнитный контраст (б).

он обусловлен изменением доменной структуры никелевых наноструктур во внешнем поле, а не какими-либо другими факторами. В дальнейшем предполагается провести эксперименты по одновременному измерению магнитного контраста и магнетосопротивления планарных проводников во внешнем магнитном поле.

В результате с использованием тонкого покрытия из железа удастся визуализировать доменную структуру монокристаллических наноструктур из никеля, что позволяет исследовать влияние доменных стенок на баллистический магниторезистивный эффект в никелевых наноструктурах.

[1] I.V. Malikov, L.A. Fomin, V.Yu. Vinnichenko and G.M. Mikhailov, *Int. J. Nano.* **Vol. 3, Nos 1 & 2** 51-57 (2004)

Магнитодипольное излучение системы магнитных молекул в сильном резонансном магнитном поле

А.В. Швецов¹, Г.А. Вугальтер¹, И.Д. Токман²

¹) Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия
²) Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия
e-mail: vugalter@phys.unn.ru

Кристаллы, содержащие магнитные молекулы, не связанные сильным обменным взаимодействием, в настоящее время являются объектом пристального внимания как теоретиков, так и экспериментаторов [1]. Предполагается использовать эти кристаллы как источники мощного электромагнитного излучения терагерцевого диапазона [2], поэтому необходимо знать, как взаимодействуют магнитные молекулы с переменными электромагнитными полями. Наложение на кристалл магнитных молекул переменного резонансного магнитного поля рассматривается нами как один из методов создания условий для наблюдения сверхизлучения. Поэтому представляет значительный интерес спонтанное излучение в присутствии переменного резонансного магнитного поля.

Магнитные молекулы характеризуются сильной одноосной анизотропией. Рассмотрим магнитную молекулу с полным спином $S \gg 1$ в присутствии постоянного H_0 и переменного $H_1 \sin \omega_x t$ магнитных полей, перпендикулярных легкой оси анизотропии и параллельных друг другу. Опишем ее гамильтонианом [1]

$$\hat{H} = -D\hat{S}_z^2 - g\mu_B\hat{S}_x(H_0 + H_1 \sin \omega_x t), \quad (1)$$

где z – легкая ось анизотропии, D – константа анизотропии, g – фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора. В отсутствие магнитного поля проекция спина молекулы на ось анизотропии сохраняется и все энергетические уровни молекулы двукратно вырождены. Поле H_0 , направленное вдоль оси x , вызывает туннелирование между состояниями с противоположными проекциями спина, при этом формируется система дублетов. Мы полагаем магнитное поле слабым ($g\mu_B H_0 / DS \ll 1$). На рис. 1а изображены два нижних дублета в отсутствие переменного магнитного поля H_1 .

Частоту переменного поля H_1 полагаем близкой к частоте переходов между уровнями ε_1 и ε_3 и ε_2

$$\omega_{31} = (\varepsilon_3 - \varepsilon_1) / \hbar. \quad (2)$$

Воздействие поля H_1 на молекулу формирует у нее квазиэнергетические состояния с квазиэнергиями $\varepsilon_{1\pm} \pm \hbar\lambda - \hbar\gamma/2$ (рис. 1б), где

$$\lambda = \sqrt{\Omega^2 + \gamma^2 / 4}, \quad \Omega = \frac{g\mu_B H_1 \sqrt{S/2}}{2\hbar}, \quad (3)$$

$$\gamma = \omega_x - \omega_{31},$$

Ω – частота Раби, γ – расстройка от резонанса.

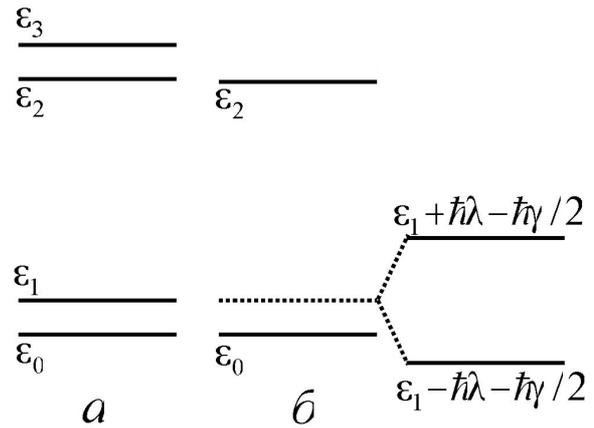


Рис. 1. Структура нижних уровней спектра магнитной молекулы в отсутствие (а) и в присутствии (б) резонансного для уровней ε_1 и ε_3 переменного магнитного поля.

Если $\lambda - \gamma/2 > \omega_{10} = (\varepsilon_1 - \varepsilon_0) / \hbar$, то самый нижний квазиуровень окажется ниже основного уровня ε_0 . Поэтому основной уровень становится неустойчивым и возможны переходы на нижний квазиэнергетический уровень [3]. Следует отметить, что уровни квазиэнергии $\varepsilon_{1\pm} \pm \hbar\lambda - \hbar\gamma/2$ в случае $\gamma < 0$ ($\omega_{31} > \omega_x$, $\gamma = -\Delta\omega$, рис. 2а) лежат выше на величину $\hbar\Delta\omega$ по сравнению с аналогичными уровнями при $\gamma > 0$ ($\omega_{31} < \omega_x$, $\gamma = \Delta\omega$, рис. 2б). Для наглядности пунктиром показаны линии $\varepsilon_{1\pm} \pm \hbar\lambda$, симметрично расположенные относительно уровня ε_1 .

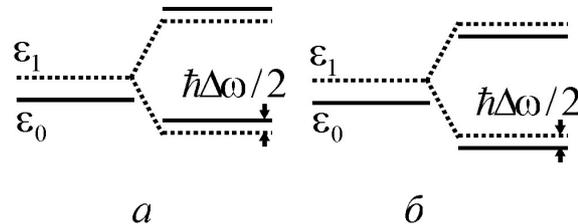


Рис. 2. Зависимость положения квазиуровней от знака γ (а - $\gamma < 0$, б - $\gamma > 0$).

В магнитодипольном приближении нами найдены вероятности излучения магнитной молекулой фотонов при различных переходах в системе, показанной на рис. 1б. Учтено, что при переходах между квазиэнергетическими состояниями энергия сохраняется с точностью до вели-

чины, равной $\hbar\omega_x$. В частности, вероятность излучения фотона в единицу времени в телесный угол $d\Omega$ при переходе из состояния $|i\rangle$ с энергией ε_0 в состояние $|f\rangle$ с квазиэнергией $\varepsilon_1 - \hbar\lambda - \hbar\gamma/2$ описывается выражением

$$dW_{i \rightarrow f}^{\text{фотон}} = \left(g\mu_B \langle f | \hat{S}_z | i \rangle n_z \right)^2 \left(\frac{\omega}{c} \right)^3 \frac{d\Omega}{2\pi\hbar}, \quad (4)$$

где $\hbar\omega = \varepsilon_0 - (\varepsilon_1 - \hbar\lambda - \hbar\gamma/2)$ – энергия излучаемого фотона, n_z – проекция вектора поляризации магнитного поля фотона на ось z . Выражения для вероятности излучения фотона при других переходах в данной системе вполне аналогичны выражению (4) с соответствующей заменой матричных элементов и проекций вектора поляризации магнитного поля фотона. В частности, при переходе из состояния с квазиэнергией $\varepsilon_1 + \hbar\lambda - \hbar\gamma/2$ в состояние с энергией ε_2 возможно излучение фотона с энергией $\hbar\omega = (\varepsilon_1 + \hbar\lambda - \hbar\gamma/2 + \hbar\omega_x) - \varepsilon_2$. Переход из состояния с квазиэнергией $\varepsilon_1 + \hbar\lambda - \hbar\gamma/2$ в состояние с энергией ε_0 может сопровождаться излучением фотона как с энергией $\hbar\omega = (\varepsilon_1 + \hbar\lambda - \hbar\gamma/2 + \hbar\omega_x) - \varepsilon_0$, так и с энергией $\hbar\omega = (\varepsilon_1 + \hbar\lambda - \hbar\gamma/2) - \varepsilon_0$. Вероятность излучения последнего, однако, мала по сравнению с первым вследствие существенно меньшей энергии фотона.

При рассмотренных выше переходах молекул могут излучаться не только фотоны, но и фононы. Нами найдена вероятность излучения фонона при переходе из состояния $|i\rangle$ с энергией ε_0 в состояние $|f\rangle$ с квазиэнергией $\varepsilon_1 - \hbar\lambda - \hbar\gamma/2$. Гамильтониан магнитоупругого взаимодействия \hat{H}_{me} для Mn_{12} приведен в [4]. Для расчета излучения фононов необходимо учесть влияние постоянного магнитного поля на волновые функции магнитной молекулы. С учетом поправок первого порядка теории возмущений по величине поля H_0 находим вероятность излучения фонона

$$W_{i \rightarrow f}^{\text{фонон}} = (Sg\mu_B H_0)^2 \times \left(\frac{1}{v_{Sl}^5} + 4 \left(\frac{1}{v_{S\mu 1}^5} + \frac{1}{v_{S\mu 2}^5} \right) \right) \cdot \frac{\omega^3}{30\pi\hbar\rho}, \quad (5)$$

где v_{Sl} , $v_{S\mu 1}$, $v_{S\mu 2}$ – скорости звука для продольной и двух поперечных поляризаций, ρ – плотность вещества.

Сравним вероятности излучения фотонов и фононов. Для кристаллов на основе магнитных кластеров Mn_{12} значения плотности, скорости звука и постоянной анизотропии равны соответственно $\rho \sim 1,83 \text{ г/см}^3$, $v_S \sim 2 \cdot 10^5 \text{ см/с}$, $D \sim 0,5^\circ \text{К}$ [5]. Так как наше рассмотрение справедливо при $H_1 \ll H_0$ и $\Omega > \omega_{10}$, то оценки допустимых значений полей H_0 и H_1 дают для Mn_{12} $H_0 < 40 \text{ кГс}$, $H_1 > 200 \text{ Гс}$. Для таких полей при переходе из состояния с энергией ε_0 в состояние с квазиэнергией $\varepsilon_1 - \hbar\lambda - \hbar\gamma/2$ частота $\omega \sim 10^9 - 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Из-за высокой плотности состояний вероятность излучения фононов много больше, чем фотонов: $W^{\text{фонон}} \sim 10^{12} W^{\text{фотон}}$.

Заметим, что в эксперименте всегда реализуется ситуация, когда в излучении участвует большое число молекул. Тем самым излучение определяется статистическими свойствами соответствующего ансамбля. Если сделать простейшие предположения о том, что в исходный момент времени не взаимодействующие между собой молекулы и излучаемое поле (фотонное или фононное) статистически независимы и находятся в термодинамически равновесном состоянии, то интенсивность излучения на его начальном этапе определяется простой комбинацией соответствующих чисел заполнения. Так, для перехода из состояния с энергией ε_0 в состояние с квазиэнергией $\varepsilon_1 - \hbar\lambda - \hbar\gamma/2$

$$I^S \sim n_0(0), \quad (6)$$

$$I^i \sim \left(n_0(0) - \frac{n_1(0) + n_3(0)}{2} \right) n_f(0). \quad (7)$$

Здесь I^S и I^i – интенсивности спонтанного и индуцированного излучений, $n_0(0)$, $n_1(0)$, $n_3(0)$ – населенности уровней ε_0 , ε_1 , ε_3 в исходном состоянии, $n_f(0)$ – число квантов излучаемого поля в исходном состоянии.

В случае, когда длина волны излучаемых фотонов много больше характерных размеров кристалла, возможно сверхизлучение системы молекул. Длина волны излучаемых фононов гораздо меньше размеров кристалла, поэтому для сверхизлучения фононов необходимы специальные условия.

- [1] Chudnovsky E.M. and Tejada J., *Macroscopic Quantum Tunneling of the Magnetic Moment* (Cambridge University Press, Cambridge, England, 1998).
- [2] Chudnovsky E.M. and Garanin D.A., *Phys. Rev. Letters*, **89**, 157201 (2002).
- [3] Kocharovskaya O. and Radeonychev Y.V., *Foundations of Phys.*, **28**, 561 (1998).
- [4] Hartmann-Boutron F., Politi P. and Villain J., *Int. J. Mod. Phys. B*, **10**, 2577 (1996).
- [5] Leuenger M. N. and Loss D. arXiv:cond-mat/9907154.

Ферромагнетизм в слоях GaAs, легированного марганцем: эффекты лазерного отжига.

О.В. Вихрова¹, Ю.А. Данилов^{1,2}, Б.Н. Звонков¹, Ю.Н. Ноздрин²,
В.В. Подольский¹, М.В. Сапожников²

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород, Россия

² Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

e-mail: danilov@nifti.unn.ru

Арсенид галлия, сильнолегированный марганцем и вследствие этого проявляющий свойства разбавленного магнитного полупроводника (РМП), рассматривается в настоящее время основным кандидатом на роль базового материала спинтроники. Обычно для формирования слоев GaAs:Mn применяется молекулярно-лучевая эпитаксия с низкой температурой выращивания ($T_g \approx 250^\circ\text{C}$). При этом атомы Mn преимущественно замещают Ga в узлах его подрешетки. Это приводит к образованию соединения $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$, которое для $x \approx 0.04$ обладает ферромагнетизмом при температурах ниже точки Кюри $T_c \approx 110\text{ K}$ [1]. В ряде случаев для управления свойствами таких материалов используется пост-эпитаксиальный термический отжиг. Используется два типа отжига: НТ – при температурах T_a вблизи температуры выращивания, длительный (до нескольких часов); и ВТ – высокотемпературный, при температурах до 750°C и длительности порядка нескольких десятков секунд. Результатом НТ-отжига при соответствующем выборе длительности процесса может быть увеличение концентрации свободных дырок (вероятно, за счет удаления междоузельных атомов Mn, компенсирующих проводимость p -типа) и, как следствие, увеличение T_c вплоть до 150 K [2]. В ходе ВТ-отжига слоя GaAs:Mn при $T_a \geq 580^\circ\text{C}$ формируются кластеры MnAs, размеры которых увеличиваются с ростом T_a [3]. Прямые измерения намагниченности в ВТ-отожженных слоях выявили ферромагнетизм, обусловленный присутствием кластеров, с T_c выше комнатной температуры [4]. Однако, влияния присутствия магнитных кластеров на транспорт носителей в таких слоях до сих пор не было обнаружено.

В данной работе формирование слоев GaAs:Mn производилось в реакторе МОС-гидридной эпитаксии в потоке водорода. В качестве подложки использованы пластины полуизолирующего GaAs с ориентацией (001). После прогрева при температуре $600 - 650^\circ\text{C}$ в течение 5 минут подложка охлаждалась до выбранной T_g , и слои GaAs:Mn толщиной $\sim 0.1\text{ мкм}$ формировались путем распыления мишеней из нелегированного арсенида галлия и металлического марганца импульсами лазера на АИГ:Nd (с длиной волны излучения 1.06 мкм), работающего в режиме модулированной

добротности. Температура подложки варьировалась в пределах от 350 до 650°C . Образцы подвергались дополнительному отжигу на воздухе импульсами рубинового лазера ($\lambda = 0.68\text{ мкм}$) с длительностью 25 нс и плотностью мощности $\sim 1 \times 10^7\text{ Вт/см}^2$. Для изучения электрических свойств к поверхности нанесенных слоев изготавливались индиевые контакты, а измерения по методике Ван-дер-Пау выполнены при комнатной температуре и при 77 K . Исследования магнитооптического эффекта Керра (МОЭК) в меридиональной геометрии, когда внешнее магнитное поле приложено параллельно поверхности образца, использованы для обнаружения магнитных свойств слоёв GaAs, легированного Mn.

Все слои GaAs:Mn, сформированные в указанном выше диапазоне T_g , обладают проводимостью p -типа. Поверхностное сопротивление R_s слоев при приблизительно одинаковой концентрации введенного марганца (которая составляла, по нашим оценкам, около $5\text{ ат.}\%$ и определялась соотношением времен периодического поочередного распыления GaAs и Mn мишеней) зависит от температуры процесса (рис.1, кривая 1).

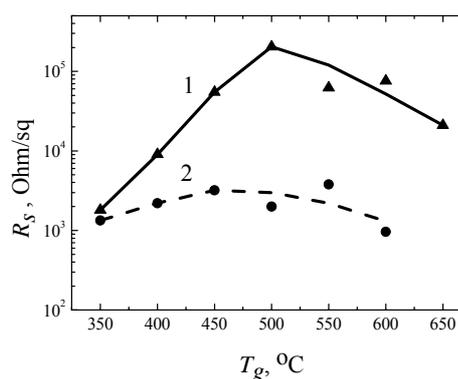


Рис.1. Поверхностное сопротивление слоев GaAs:Mn, выращенных при различных температурах осаждения: 1 – после осаждения; 2 – после дополнительного лазерного отжига.

Сначала с увеличением температуры осаждения R_s слоев GaAs:Mn возрастает. Возможной причиной этого является образование комплексов Mn-As [5]. Максимальное значение $R_s \approx 2 \times 10^5\text{ Ом/кв}$

достигается при температуре нанесения 500°C. Очевидно, что при $T_g > 500^\circ\text{C}$ происходит смена механизма легирования: вероятнее всего, начинают формироваться кластеры типа MnAs (их прямое наблюдение в результате термообработки при 600°C выполнено в [4]), а уменьшение R_s связано с ростом подвижности носителей вследствие улучшения кристаллического совершенства слоев при увеличении T_g . Ниже приведены результаты исследований, выполненных, в основном, на слоях GaAs:Mn, сформированных при $T_g \geq 500^\circ\text{C}$.

Измерения МОЭК, выполненные при комнатной температуре, показали наличие петли гистерезиса на зависимости угла поворота поляризации от величины внешнего магнитного поля (рис.2). Величина коэрцитивного поля H_c зависела как от содержания Mn, так и от температуры нанесения слоев. В частности, для структуры 4430, выращенной при $T_g=450^\circ\text{C}$, значение H_c составляло ≈ 250 Гс.

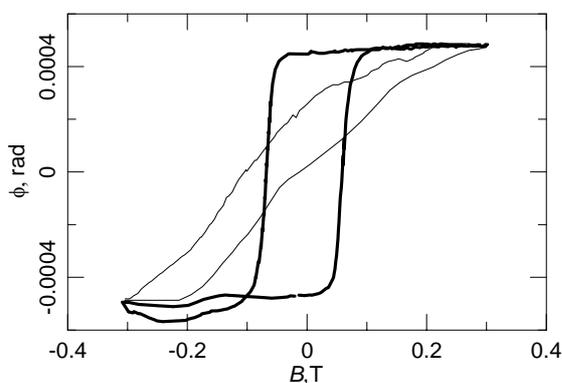


Рис.2. Зависимости угла Керра от магнитного поля для структуры 4427 ($T_g = 600^\circ\text{C}$) и для двух взаимно перпендикулярных ориентаций поля в плоскости образца.

Измерения выявили сильную анизотропию гистерезисных кривых в плоскости образца при переходе от направления магнитного поля вдоль оси $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ к $\langle 110 \rangle$. Это вполне согласуется с предположением о формировании в GaAs матрице ферромагнитных кластеров MnAs ($T_c = 313$ К [3]), которые, как известно [4], имеют гексагональную структуру и ось легкого намагничивания $\langle 2\bar{1}\bar{1}0 \rangle$, параллельную оси $\langle 110 \rangle$ GaAs.

В тоже время при проведении измерений эффекта Холла нелинейности в зависимости холловского напряжения от магнитного поля не выявлено. Отжиг импульсом лазера приводил к существенному изменению транспортных свойств слоев: образцы при сохранении типа проводимости показывали аномальный эффект Холла как при 77 К, так и при комнатной температуре измерений (рис.3). Магнитосопротивление было отрицательным и имело величину $\approx 1.5\%$ в магнитном поле до 3.6 кГс. Расчет электрических параметров по

кривой аномального эффекта Холла при 293 К для слоя $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ толщиной 80 нм, нанесенного при 600°C (образец 4427), дал значения концентрации дырок $\approx 2.7 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и подвижности $\approx 7 \text{ см}^2/\text{В.с.}$ Намагниченность насыщения составляла ≈ 720 Гс. Выявлен планарный эффект Холла, который имел значительную анизотропию в плоскости образца. При смене направления магнитного поля от $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ к $\langle 110 \rangle$ планарный эффект Холла менял характер от четного к нечетному.

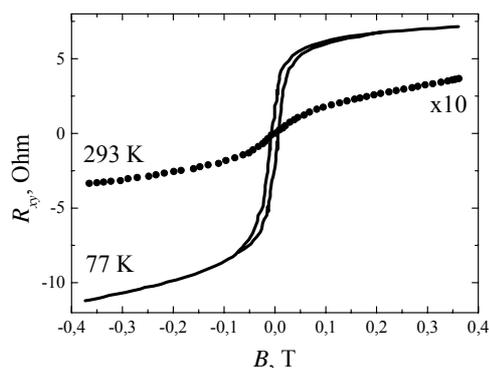


Рис.3. Магнитополевые зависимости сопротивления Холла для образца 4427 при двух температурах измерений

Таким образом впервые показано, что в слоях GaMnAs при определенных условиях выращивания и последующей обработки (импульсным лазерным отжигом) может иметь место аномальный эффект Холла при комнатной температуре. Возможные механизмы лазерного воздействия на слои GaMnAs могут быть связаны со стимулированным вхождением атомов Mn в Ga-узлы решетки GaAs (т.е. электрической активацией акцепторного Mn) либо с частичным растворением кластеров MnAs, сформировавшихся при выращивании.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 03-02-16777 и 05-02-16624 и программы РАН "Спин-зависимые эффекты в твердых телах и спинтроника".

- [1] Matsukura, F., Ohno, H., Shen, A., Sugawara, Y., Phys. Rev. B, **57**, R2037 (1998)
- [2] Ku, K.C., Potashnik, S.J., Chun, S.H., Schiffer, P., Samarth, N., Seong, M.J., Mascarenhas, A., Johnston-Halperin, E., Myers, R.C., Gossard, A.C., Awschalom, D.D., Appl. Phys. Lett., **82**, 2303 (2003).
- [3] De Boeck, J., Oesterholt, R., Van Esch, A., Bender, H., Bruynseraede, C., Van Hoof, C., Borghs, G., Appl. Phys. Lett., **68**, 2744 (1996).
- [4] Moreno, M., Trampert, A., Jenichen, B., Daweritz, L., Ploog, K.H., J. Appl. Phys., **92**, 4672 (2002).
- [5] Hayashi, T., Hashimoto, Y., Katsumoto, S., Iye, Y., Appl. Phys. Lett., **78**, 1691 (2001).

Ферромагнетизм в эпитаксиальных слоях антимолидов галлия и индия и арсенида индия, пересыщенных примесью марганца.

Ю.А.Данилов^{1,2}, Е.С.Демидов³, Ю.Н.Дроздов², А.П.Касаткин¹,
В.П.Лесников¹, В.В.Подольский¹, М.В.Сапожников²

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород, Россия

² Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

³ Нижегородский государственный университет им.Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия
e-mail: demidov@phys.unn.ru

Разбавленные магнитные полупроводники (РМП) на основе алмазоподобных соединений A^3B^5 , легированных марганцем, являются перспективными материалами для осуществления спиновой инжекции носителей в немагнитные полупроводники и создания на их основе новых устройств спинтроники. Ранее [1] была показана возможность получения осаждением из лазерной плазмы эпитаксиальных слоёв антимолида галлия, пересыщенного примесью марганца (GaSb:Mn) на подложке из полуизолирующего GaAs, в которых от 77 К вплоть до комнатной температуры ярко проявлялись признаки ферромагнетизма. Наблюдались аномальный эффект Холла (АЭХ) и характерная для ферромагнитного резонанса (ФМР) анизотропия в магнитопольевой зависимости поглощения СВЧ в диапазоне магнитных полей до 0.4 Тл.

В настоящем сообщении приводятся результаты изучения ФМР в тонких слоях GaSb:Mn в более широком диапазоне магнитных полей, а также электрических и магнитных свойств слоёв InSb:Mn и InAs:Mn. Приводятся данные по влиянию на свойства этих слоёв отжига импульсами рубинового лазера. Все три варианта РМП на основе антимолидов галлия и индия и арсенида индия особенно интересны тем, что в соответствии с закономерностями в уровнях перезарядки примесных 3d-ионов в алмазоподобных полупроводниках [2], они принципиально и выгодно отличаются от GaAs положением уровней перезарядки марганца относительно зонных уровней кристалла. В отличие от GaAs, в этих полупроводниках уровни, соответствующие формированию максимального спина (равного 5/2) 3d-оболочки, располагаются не в запрещённой зоне, а ниже потолка валентной зоны полупроводника, что обеспечивает качественно иное влияние уровня Ферми в кристалле на вклад в магнетизм марганца.

Лазерное осаждение производилось на подогретые до 200-480°C пластины полуизолирующего GaAs с ориентацией (100). Дополнительный отжиг слоёв производился импульсами рубинового лазера ($\lambda = 0.68$ мкм), работающего в режиме модулированной

добротности. Длительность лазерных импульсов составляла 25 нс, а максимальная энергия в импульсе - 1 Дж. Плотность мощности импульсов излучения W ограничивалась уровнем, при котором на поверхности отжигаемых слоев не было заметно следов лазерной эрозии. Рентгенодифракционные исследования структур выполнялись с помощью прибора ДРОН-4. Измерения поглощения СВЧ-мощности проводились при 77 и 293 К при различных ориентациях магнитного поля в интервале его значений до 0.66 Тл.

Рентгеноструктурные исследования показали, что в процессе роста формируются эпитаксиальные слои InAs, InSb и InAs:Mn, InSb:Mn с малоугловой мозаичной структурой. Степень совершенства слоёв возрастает с увеличением температуры роста. В отличие от GaSb:Mn слои InAs:Mn и InSb:Mn проявляют ферромагнитные свойства только после дополнительного импульсного лазерного отжига. Неотожженные слои InSb:Mn имели дырочную проводимость с концентрацией носителей $\approx 4 \times 10^{18}$ см⁻³. Лазерный отжиг одним импульсом излучения с $W \approx 2 \times 10^5$ Вт/см² привёл к возрастанию концентрации дырок приблизительно на два порядка величины и к появлению АЭХ в диапазоне температур от комнатной до 77 К. АЭХ при низких температурах имел гистерезисный характер с коэрцитивным полем $H_c = 290$ Гс.

Синтезированные из лазерной плазмы эпитаксиальные слои InAs:Mn обладали проводимостью n -типа с концентрацией электронов $\approx 2 \times 10^{18}$ см⁻³. При комнатной температуре измерений тип проводимости сохранялся и после лазерного отжига импульсом с $W \approx (5-6) \times 10^5$ Вт/см². Однако при 77 К отожженные образцы обнаруживали дырочную проводимость с концентрацией носителей $\approx 5 \times 10^{18}$ см⁻³. При этом магнитопольевая зависимость эффекта Холла была аномальной с характерной для ферромагнетиков петлей гистерезиса. Коэрцитивное поле составляло ≈ 90 Гс, а поле насыщения 260 Гс. Известно, что ферромагнетизм в легированных марганцем слоях соединений A^3B^5 может быть следствием

образования в них бинарной ферромагнитной фазы, например, MnAs или MnSb, температура Кюри для которых ≥ 293 К. Отсутствие таких включений в наших слоях InAs:Mn подтверждается изучением магнитооптического эффекта Керра при комнатной температуре. Мы предполагаем поэтому, что наблюдаемый нами АЭХ при низких температурах в слоях с дырочной проводимостью вероятно является следствием ферромагнитного упорядочения в объеме собственного материала. Результаты измерений АЭХ представлены на рис.1.

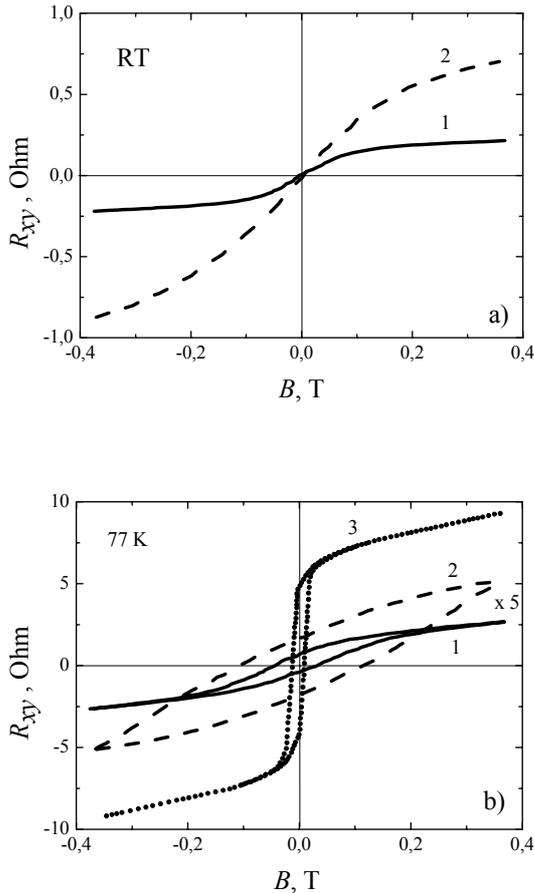


Рис.1. Зависимости холловского сопротивления R_{xy} от приложенного магнитного поля для трех образцов: 1 - InSb:Mn, 2 - GaSb:Mn, 3 - InAs:Mn. Температура измерений: а) 293 К; б) 77 К.

Диапазон магнитных полей до 0.66 Тл позволил наблюдать для слоев GaSb:Mn и InSb:Mn спектр ФМР по обе стороны от максимума поглощения СВЧ с ростом поля при 77 и 293 К. Анизотропия спектров согласуется с классическим действием размагничивающих факторов плоского образца согласно [3]. Спектры ФМР при комнатной температуре приведены на рис.2. Из данных измерений ФМР была определена удельная намагниченность слоев M , из которой, полагая, что каждый ион марганца имеет спин $5/2$, была определена концентрация марганца N_{Mn} . В пленках GaSb:Mn $N_{Mn} \approx 2 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ как при комнатной

температуре, так и при 77 К. В пленках InSb:Mn, полученных при таком же уровне легирования, величина N_{Mn} оказалась равной $1.2 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и $6.2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ при 77 и 293 К, соответственно.

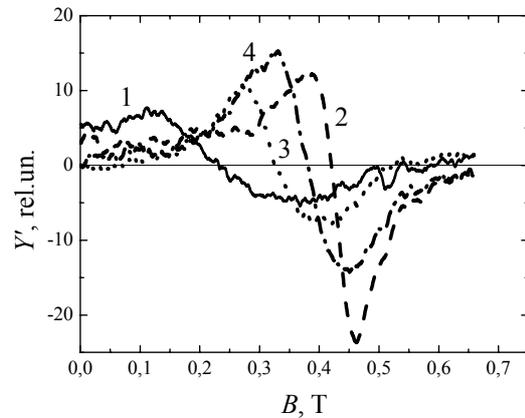


Рис.2. Спектры ФМР при 293 К образцов со слоями: 1, 2 - GaSb:Mn; 3, 4 - InSb:Mn. Магнитное поле направлено параллельно (1, 3) и перпендикулярно (2, 4) поверхности образцов.

В случае InAs:Mn отчетливых пиков ФМР на фоне шума даже при 77 К выделить не удалось. Наблюдалась лишь анизотропия в монотонном изменении поглощения СВЧ с ростом магнитного поля при вращении образца. Это может быть связано с большой шириной линий ФМР и малой концентрацией марганца.

Таким образом показана возможность лазерного синтеза тонких эпитаксиальных слоев GaSb:Mn и InSb:Mn с точкой Кюри, близкой к комнатной температуре, и InAs:Mn с точкой Кюри не ниже 77 К, что существенно превышает предсказанную в [4] величину 35 К.

Работа выполнена при поддержке программы Университеты России 2005 г. (проект № 513), Программы РАН "Спин-зависимые эффекты в твердых телах и спинтроника" и гранта РФФИ № 05-02-17362.

- [1] Данилов, Ю. А., Демидов Е. С., Дроздов Ю. Н., Лесников В. П., Подольский В. В., ФТП, **39**, 8 (2005).
- [2] Демидов, Е. С., ФТТ, **34**, 37 (1992).
- [3] Китель, Ч. *Введение в физику твердого тела* (Москва, Наука, 1978).
- [4] Dietl, T., Ohno, H., Matsukura, F., Phys. Rev. B **63**, 195205 (2001).

Экспоненциальный полевой рост проводимости в гранулированных средах обусловленный кулоновской блокадой туннелирования

Е.С.Демидов, Н.Е.Демидова

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, Н. Новгород, Россия

e-mail: demidov@phys.unn.ru

Обычно при рассмотрении особенностей кулоновской блокады туннелирования электронов сквозь проводящие гранулы или квантовые точки в диэлектрической среде между металлическими электродами основное внимание уделяется ступенькам тока на вольтамперных характеристиках (ВАХ) или пикам проводимости в таких структурах в зависимости от количества гранул, их параметров и туннельной прозрачности барьеров [1,2]. Вместе с тем, представляет интерес физика транспорта тока в широком классе гетерофазных гранулированных сред и им подобных систем с большим множеством гранул, квантовых точек или потенциальных нульмерных ям, в которых выход из режима кулоновской блокады туннелирования может быть не наблюдаем из-за необратимого пробоя и разрушения структуры среды. Необратимость может быть вызвана неустойчивостью равномерного распределения плотности тока, шнурованием тока из-за характерного для дискретного туннелирования сверхлинейного его роста с электрическим полем и разброса локальных параметров среды. К таким средам относятся нанодисперсные металлодиэлектрические композиционные материалы, интенсивно исследуемы в последнее время полупроводниковые эпитаксиальные гетероструктуры с множеством квантовых точек, пористый кремний. К таким средам могут относиться, стеклообразные аморфные полупроводники, а также, согласно, [3] диэлектрики, содержащие близко расположенные атомы переходных металлов. В настоящей работе, таким же методом функций Грина как и в [1], решена задача дискретного электронного транспорта сквозь цепочку из сколь угодно большого числа металлических гранул в области кулоновской блокады туннелирования. Выведен экспоненциальный закон роста тока с электрическим полем в гранулированной среде. Приводятся примеры применения теории для объяснения транспорта тока в стеклообразных аморфных полупроводниках, пористом кремнии и синтезированных ионной имплантацией азота в кремний слоях Si_3N_4 .

Рассмотрена система гранул G из металла (или полупроводника) в

диэлектрической среде с широкой запрещённой зоной. Полный гамильтониан системы, как и в [1,3] представлен в виде суммы трех членов

$$H=H_{OF}+H_{CF}+H_T, \quad (1)$$

где H_{OF} - гамильтониан всей совокупности не взаимодействующих тел, H_{CF} - корреляционный вклад кулоновского взаимодействия, в общем случае зависящий от электрического поля в диэлектрике, H_T - туннельный член. Предполагается, что подавляющий вклад в электростатическую энергию привносит поляризация диэлектрика в ближайшей окрестности гранулы или атома с быстрым энергетическим спадом по закону $\sim 1/r^4$. Использован такой же, как и в [3] атомноподобный гамильтониан каждой гранулы H_0+H_C . Пренебрегалось обменным взаимодействием по сравнению с кулоновским и полагалось усреднение по орбитальным и магнитным квантовым числам.

Для цепочки $N+2$ тел с N промежуточными телами туннельный гамильтониан в (1) в пренебрежении зависимостью вероятности туннелирования от квантовых состояний с учётом электронного обмена $T_{i,i-1}$ лишь между ближайшими соседями имеет вид

$$H_T = \sum_i T_{i,i-1} \sum_{\alpha_{i-1}, \alpha_i} (a_{\alpha_i}^+ a_{\alpha_{i-1}} + a_{\alpha_{i-1}}^+ a_{\alpha_i}),$$

где a^+ и a операторы рождения и уничтожения электронов, α_i - наборы квантовых чисел, $i=0, 1, 2 \dots N+1$. Для дискретного туннелирования необходимы малость интегралов перекрытия $T_{i,i-1} \ll U$ - корреляционной энергии (КЭ) и достаточно низкие температуры $kT=1/\beta \ll U$. Гранулы считаем достаточно мелкими, чтобы величина $U=e^2/C$, где C - ёмкость гранулы, была порядка 1 эВ. Т.е. рассматриваемые тела являются глубокими многозарядными центрами в диэлектрике. При условии, что уровни перезарядки - акцепторный уровень $E_{n+1,n}=E_{n+1}-E_n$ и донорный уровень $E_{n,n-1}=E_n-E_{n-1}$, где n соответствует нейтральному состоянию центра, располагаются в запрещённой зоне диэлектрика от краёв его разрешённых энергетических зон дальше $\Delta E > U = E_{n+1,n} - E_{n,n-1}$, рассматриваемые центры являются амфотерными, могут как принимать, так и

отдавать электроны. Нетрудно показать, что при таких параметрах и достаточно высокой концентрации центров в реальных условиях легко достижимо необходимое для кулоновской блокады туннелирования равновесное положение уровня Ферми посередине между первыми донорным и акцепторным уровнями. Туннелирование имеет смысл рассматривать при расстояниях порядка 10 нм. Этому соответствует высокая концентрация центров $N_c = (10^{20} - 10^{21}) \text{ см}^{-3}$. Современная технология позволяет контролировать примеси в диэлектрике на таком уровне, так чтобы концентрация электрически активных дефектов была либо много меньше таковой у рассматриваемых центров, либо путём введения примесей противоположного знака обеспечивать компенсацию исходных дефектов так, чтобы уровень Ферми μ был между E_{n-1} и E_{n+1} .

Для матрицы плотности ρ' с гамильтонианом (1) и включённым туннелированием H_T , как и в [1], решалось уравнение Лиувилля $\partial \rho' / \partial t = -i[H, \rho']$ с точностью до квадратичных по H_T членов. Получена система кинетических уравнений для функций распределения W . Показано, что до выхода из режима кулоновской блокады в отличие от [1] и, когда напряжение между соседними гранулами $V_{i,i-1} \gg kT/e$, но выполняется условие

$$|eV_{i,i-1}| \ll U_{i,i-1} = E_{n_{i-1}+1, n_{i-1}} - E_{n_i, n_i-1},$$

при вычислении тока сквозь гранулы можно использовать равновесную статистическую сумму $W(n_i)$ с равновесным набором чисел заполнения $\{n_{i0}\}$. Критерием справедливости этого приближения является условие

$$\exp[(eV_{i,i-1} + U_{i,i-1})/kT] \ll 1, \quad (2)$$

которое при малых температурах легко выполняется для напряжения между гранулами почти до $U_{i,i-1}/e$. Здесь важным параметром является взаимная корреляционная энергия (ВКЭ) $U_{i,i-1}$. Средний ток цепочки гранул равен току между любой парой соседних гранул

$$I_{ch} = \{U_{i,i-1} / eR_{i,i-1} \exp(U_{i,i-1}/kT)\} \text{sh}(eV_{i,i-1}/kT), \quad (3)$$

где $R_{i,i-1}$ и $V_{i,i-1}$ - туннельное сопротивление и разность потенциалов между соседними гранулами. Теория легко обобщается на случай разброса в размерах гранул, наличия больших гранул с $U \leq kT$. При чередующихся больших и малых гранулах задача, очевидно, сводится к случаю [1] с одной гранулой между металлическими берегами. При одинаковых гранулах $R_{i,i-1} = R$, $U_{i,i-1} = U$ ВАХ цепочки при полном напряжении V имеет вид

$$I_{ch} = (e/RC) \exp(-U/kT) \text{sh}(eV/N_p kT), \quad (4)$$

где $N_p = N$ при подключении к концам цепочки источника напряжения и $N_p = N+1$ - источника тока. При малых напряжениях $V/N \ll kT/e$

ВАХ, как и в случае [1] с одной гранулой между двумя металлическими берегами, является линейной, при средних напряжениях $U \gg V/N \gg kT/e$ ток экспоненциально растёт с ростом напряжения

$$I_{ch} = (e/RC) \exp(-U/kT) \exp(eV/NkT). \quad (5)$$

Трёхмерную диэлектрическую среду с вкрапленными в неё гранулами можно представить в виде параллельных нитей гранул, если туннельное сопротивление между гранулами из соседних нитей не меньше такового между ними вдоль нити. В согласии с (5) будет иметь место экспоненциальная зависимость плотности тока от электрического поля и, соответственно, экспоненциальный рост удельной проводимости с ростом электрического поля. Характерным признаком такого транспорта тока является возможные значения $N > 1$. Такого рода изменения проводимости экспериментально наблюдались в аморфных полупроводниках [4]. В частности в [4], для $\text{Te}_{48}\text{As}_{30}\text{Ge}_{12}\text{Si}_{10}$ получен при $160\text{K} < T < 500\text{K}$ закон, который можно представить в виде $\sigma = \sigma_0 \exp(-U/kT) \exp(eV/NkT)$ с параметрами $\sigma_0 = 3.16 \cdot 10^3 \exp(\gamma eV/d) \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$, $\gamma = 1.34 \cdot 10^{-7} \text{ Н}^{-1}$, $U = 0.515 \text{ эВ}$. N линейно растёт с ростом толщины плёнки. При толщине 1.2 мкм $N \approx 252$. Были попытки применить теорию проводимости, ограниченной захватом носителей тока ловушками с притягивающим потенциалом $\sim -1/r^m$. Главная проблема применения ловушечной теории в том, что для экспериментального показателя $(m/m+1) = 1$ в теоретическом выражении для подвижности носителей тока $\mu(F) = \mu(0) \exp(CF(m/m+1)/kT)$, требуется бесконечное m . В рамках рассматриваемой здесь физики аморфные полупроводники, подобные $\text{Te}_{48}\text{As}_{30}\text{Ge}_{12}\text{Si}_{10}$, $\text{Ge}_{15}\text{Te}_{85}$, As_2Se_3 могут рассматриваться как наногранулированные среды с расстоянием между центрами гранул около 5 нм.

Нами при изучении поперечного транспорта тока в слоях пористого кремния или Si_3N_4 наблюдались ВАХ $I \sim V^n$ с большими значениями n , которые могут быть описаны законом $I \sim \exp(V/NkT)$, где $N = 4-6$. При размерах наночастиц ~ 5 нм это означает, что ВАХ определяется тонкой прослойкой ~ 50 нм.

Работа выполнена при поддержке программы «Развитие потенциала высшей научной школы» 2005 г. (проект №4619).

- [1]. Кулик И. О., Шехтер Р. И., ЖЭТФ, **68**, 623 (1975).
- [2] Sushil Lamba, S.K. Joshi, Phys. Rev., B, **62**, 1580 (2000).
- [3] Демидов Е.С., Письма в ЖЭТФ, **71**, С.513 (2000).
- [4] Marshall J.M., Miller G.R., Phil. Mag., **27**, 1151 (1973).

Обнаружение гигантского магнетосопротивления в системе Fe/Ni-полимер-Cu

Н.В.Воробьева¹, А.Н.Лачинов¹, Б.А.Логинов²

¹Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН, Пр.Октября 151, Уфа, Россия.

²Научно-исследовательский институт нанотехнологии
Московского государственного института электронной техники, Москва, Россия
e-mail: lachinov@anrb.ru

В настоящей работе сообщается о наблюдении гигантского магнетосопротивления в многослойной структуре магнетик-полимер-немагнитный металл.

Образец представлял собой многослойную структуру вида магнетик - полимерная пленка – немагнитный металл. В качестве магнетика использовалась пластина толщиной $\sim 1,5$ мкм, изготовленная из поликристаллического Ni. Ni был выбран в качестве поляризатора спинов инжектированных электронов так, как он является сильным зонным магнетиком, причем по оценке приведенной в [1] в этом магнетике расщепление состояний на поверхности Ферми для электронов с противоположным направлением спинов может достигать очень большой величины $\Delta \sim 1$ эВ. Второй металлический электрод изготавливался методом напыления Cu в вакууме. Для уменьшения влияния магнитострикционного эффекта, действующего на экспериментальный образец в магнитном поле, ферромагнетик изготавливался в виде составной пластины, состоящей из Ni со стороны контактирующей с полимерной пленкой и пластины из Fe той же площади и толщины, закрепленной к никелевой пластине с противоположной полимеру стороне.

В качестве полимера использовался полимер класса полиариленфталидов. Важной особенностью электронного строения этих полимеров является то, что в них отсутствует электронно-дырочная симметрия. Квантово-химические расчеты показали, что электронные состояния, формирующие верхнюю занятую орбиталь (НОМО), локализованы на скелетной части молекулы, а электронные состояния, соответствующие нижней незанятой орбитали (ЛОМО), локализованы на боковой части макромолекулы [2]. В связи с этим, можно было ожидать, что электрон-дырочные возбуждения будут отсутствовать, и потому будет малое затухание коллективной спин-волновой моды в полимере.

Ранее было показано, что эти полимеры обладают уникальными электронными свойствами – в них можно индуцировать фазовый переход типа диэлектрик – металл, воздействуя на многослойную структуру типа металл-полимер-металл аномально малыми физическими полями, например, электрическим полем, давлением и др. [3].

Изменением давления на полимерную пленку в настоящей работе, задавалось начальное (т.е. при $B = 0$) сопротивление многослойной структуры. Максимальное давление не превышало 0,5 МПа.

Полимерная пленка толщиной $\sim 800 \pm 50$ нм, изготавливалась методом центрифугирования из пятипроцентного раствора полимера в циклогексаноне. Толщина пленки оценивалась с помощью микроинтерферометра МИИ-4.

Измерительная установка включала в себя источник стабилизированного напряжения ТЕС 23, цифровой вольтметр Щ4310, двухкоординатный самописец ПДА-1, измеритель магнитной индукции РШ1-10, стандартный лабораторный электромагнит и балластное сопротивление для ограничения тока в измерительной цепи.

На рисунке 1 представлена зависимость тока, протекающего через экспериментальный образец, от величины магнитного поля. Исходное состояние образца при $H = 0$

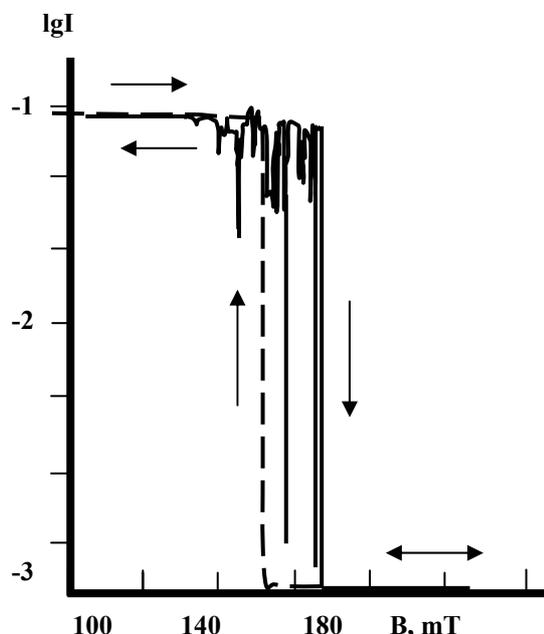


Рис.1 Зависимость тока, протекающего через структуру Ni-полимер-Cu, от величины магнитного поля. Стрелками обозначено направление изменения магнитного поля. Сплошной линии соответствует увеличение магнитного поля, штриховой – уменьшение. К структуре приложено напряжение 5В.

соответствовало высокопроводящему. При увеличении напряженности магнитного поля электропроводность образца практически не изменялась до значения $B \sim 130$ мТ. Выше этого значения в электрической цепи регистрировалось изменение тока флуктуационного характера с нарастающей амплитудой осцилляций по мере увеличения H . При достижении значения $B = 160$ мТ происходило уменьшение тока, и образец практически переходил в низкопроводящее состояние. Относительное изменение тока при этом составляло $\sim 10^{4-5}$ раз. Последующее увеличение магнитного поля не приводило к изменению тока, протекающего через образец.

При уменьшении магнитного поля образец претерпевает обратный переход в исходное высокопроводящее состояние, но при несколько меньшем значении магнитного поля ~ 148 мТ – наблюдается гистерезис. Многократное повторение цикла измерений с большой точностью воспроизводило величины критических полей, при которых происходило изменение сопротивления. Этот эффект был многократно воспроизведен на большом количестве образцов. Можно отметить тот факт, что от образца к образцу происходит изменение пороговых значений магнитного поля. Закономерности в настоящее время не установлены. Однако установлено, что существуют условия, при которых можно управлять пороговыми значениями магнитного поля.

Анализ полученных результатов и сравнение с литературными данными для аналогичных металл/полимерных структур показывает, что в рассматриваемом случае имеется несколько отличительных особенностей. К ним можно отнести:

1. наблюдаемое изменение сопротивления в магнитном поле происходит при относительно высокой комнатной температуре,
2. изменение сопротивления является нетипично большим. Рекордные значения для аналогичной конфигурации, в которой использовался в качестве транспортного слоя органический материал не превышали нескольких процентов [4], в то время, как в настоящих экспериментах максимальное зарегистрированное изменение составило до 5-ти порядков.

Мы предполагаем, что природа такого большого изменения сопротивления вызванного воздействием магнитного поля на экспериментальную структуру, несколько отлична от традиционно рассматриваемых в таких системах. По-видимому, увеличение намагниченности Ni-электрода приводит к увеличению степени поляризации спинов электронов на уровне Ферми. Измеренная кривая намагниченности образцов Ni и Ni+Fe, представленная на рис.2, свидетельствует о том, что в проведенных экспериментах область насыщения намагниченности не была

достигнута. Известно, что для спинов разной ориентации положение уровня Ферми в магнетике различно. Исходное состояние образца Ni-полимер-Cu (при $B = 0$) было высокопроводящим. Согласно работе [5], в этом состоянии в полимерной пленке формируется узкая частично заполненная подзона переноса заряда, расположенная в середине запрещенной зоны полимера. Эффективный перенос заряда в

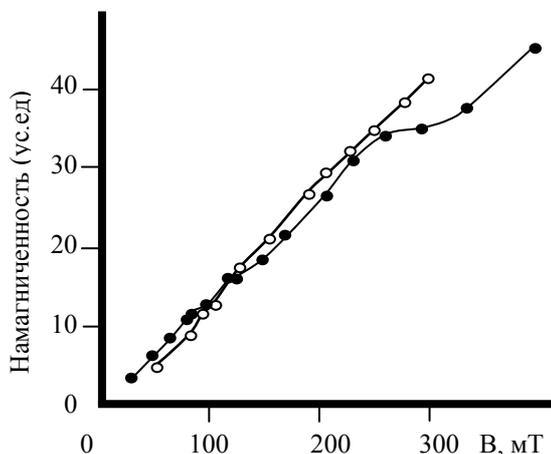


Рис.2. Кривые намагниченности пластин Ni и Ni+Fe. ● – Ni, ○ – Ni+Fe. Линии индукции магнитного поля направлены перпендикулярно плоскости пластин.

системе металл-полимер-металл в этом случае возможен, если положение инжектирующего уровня металла (уровень Ферми) совпадает с положением узкой зоны полимера. Ток, протекающий через такую границу экспоненциально зависит от расстояния между уровнем Ферми металла и узкой подзоной переноса электронов в полимере. По-видимому, изменение положения уровня Ферми в магнетике при воздействии на него внешнего магнитного поля и является причиной столь резкого изменения сопротивления в системе Fe/Ni-полимер-Cu.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ: №05-02-97904-р_агидель_а, №04-02-97503-р_офи; а также гос. контракта №10002-251/ОФН-05/049-064/020703-966.

- [1] Ирхин В.Ю., Кацнельсон М.И., Трефилов А.В. Письма в ЖЭТФ 53, 351 (1991);
- [2] Johansson N., Lachinov A.N., Stafstrom S., Salaneck W.R., Synth. Metals – 1994.- V.67.- P.319-322.
- [3] Лачинов А.Н., Жеребов А.Ю., Корнилов В.М., ЖЭТФ - 1992. -Т.102.- С.187-193.
- [4] Z. H. Xiong, Di Wu, Z. Vally Vardeny, Jing Shi, Nature V.427, 821-824, 2004
- [5] Лачинов А.Н. Корнилов В.М., Загуренко Т.Г. Химия и компьютерное моделирование. Бутлеровские сообщения. 2001, № 4

Hall Conductance of a Two-Dimensional Electron Gas in Periodic Triangular Antidot Lattice

V.Ya.Demikhovskii, A.A.Perov

Nizhny Novgorod State University, Nizhny Novgorod 603950, Gagarin ave., 23

e-mail: perov@phys.unn.runnet.ru

We study quantum Hall effect and quantum eigenstates in 2D electron system in the presence of periodic potential. The model potential is formed by triangular antidots. In such a system the inversion center and four-fold rotation symmetry are absent. As a result, at the lack of spatial inversion symmetry the energy spectrum of magnetic subbands has no inversion symmetry in quasimomentum space, that is, $E(\mathbf{k}) \neq E(-\mathbf{k})$. Our model can be used also for the studying of Hall quantization law in the field of the complex lattice with the unit cell containing two or more dots. The problem under consideration was considered also in our previous papers [1,2] for simplified model of periodic potential without the inversion center. The Hamiltonian of an electron in uniform magnetic field and in two-dimensional periodic potential has the form $\hat{H} = \hat{H}_0 + V(x, y)$, where \hat{H}_0 is the Hamiltonian of an electron in uniform magnetic field. The model periodic potential of dot/antidot lattice has the form [3]

$$V(x, y) = V_0 \left[\cos^2(\pi x/a) \cos^2(\pi y/a) + \cos^2(\pi(x-d_x)/a) \cos^2(\pi(y-d_y)/a) + \cos^2(\pi(x-d_x)/a) \cos^2(\pi(y-d_y)/a) \right],$$

where V_0 and a are its amplitude and period. This potential is periodic with the period a along the x and y directions and has three local maxima/minima near each of its site. One can consider that on each site the isosceles triangular antidot is located.

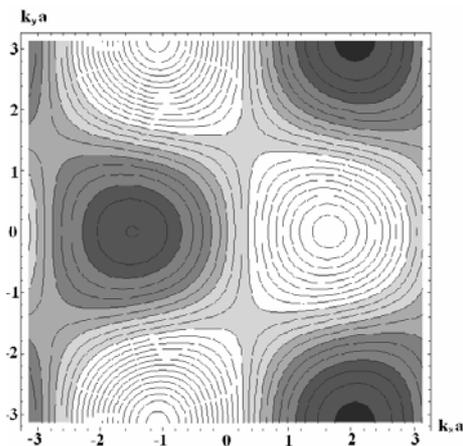


Fig.1.

As an example we have calculated here the Bloch electron states for the case when the value of magnetic

flux quanta number $\nu = 3/1$ analytically. The energy spectrum in this case was found by solving a cubic characteristic equation. At fixed \mathbf{k} there are p different roots of the secular equation. Thus, at the rational number of magnetic flux quanta per unit cell the periodic potential leads to the splitting of each Landau level into p magnetic subbands. The contourplots of electron energy $E_1^1(\mathbf{k})$ in the lowest subband of the first Landau level $N = 1$ are shown in Fig.1. Here, one can see the absence of inversion symmetry of the function $E(\mathbf{k})$ in the \mathbf{k} -space. But, the spectrum remains symmetric under the replacement of the k_y sign. The last feature of the dispersion law is due to the symmetry of the potential $V(x, y)$ with respect to the changing of the sign of x coordinate, that is $x \rightarrow -x$.

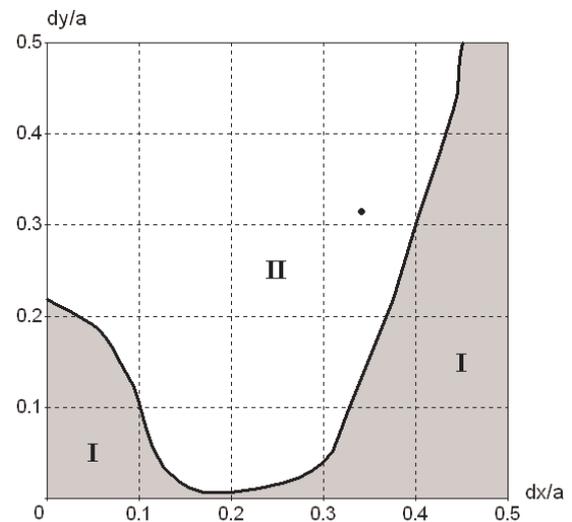


Fig.2.

The quantum Hall effect in 2D periodic potential has a topological nature [4]. We have investigated the influence of the shape of triangular antidots assembled into square lattice on topological invariants (first Chern numbers) of magnetic subbands, which determine its Hall conductance. The results are displayed in Fig.2. Here, the parameters d_x and d_y vary in the one-fourth part of the square unit cell. The Hall conductance of the

fully occupied lowest magnetic subband of the zero level at the rational number of magnetic flux quanta per unit cell $p/q = 3/1$ has different values in two regions (I) and (II) shown in Fig.2. In the region (I) which is painted in gray colour the Hall conductance of the subband is equal to $-e^2/h$. In the area (II) the correspondent conductance $\sigma_{xy} = 0$. It was found that under the crossing the separating line in Fig.2 the lowest and the middle magnetic subbands of the zero Landau level touch each other at the certain point \mathbf{k}_0 in magnetic Brillouin zone. At the same time the topological invariants of these subbands are changing momentarily. So, in the area (II) shown in Fig.2 the Hall conductance of the lowest subband becomes zero, but the conductance of the middle one is equal to $-e^2/h$. It was found also that the conductance of upper magnetic subband does not depend on dot geometry and equals zero.

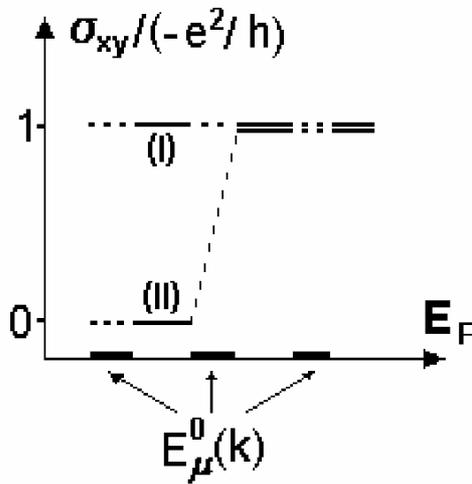


Fig.3.

The transformation of Hall conductance quantization rule for magnetic subbands of zero Landau level under the crossing the separating line between (I) and (II) regions is illustrated in Fig.3. Along the horizontal axis the position of Fermi energy level with respect to the location of magnetic subband are displayed. One can see that there are two different quantization laws of Hall conductance depending on the values of the parameters d_x and d_y . Since the difference between these quantization laws depends on the lattice geometry, it can be observed experimentally on different triangular lattices. Note, that for the lattice with the period $a = 80 \text{ nm}$, $p/q = 3$ and $V_0 \approx 1 \text{ meV}$, the width of the magnetic subbands have to be smaller than the collision broadening of energy levels. It should be mentioned that for the other values of the flux number p/q the changing of the topological invariants of magnetic subbands occurs at the moment of their touching. For example, it was found [3] that for some

critical values of d_x and d_y at $p/q = 4/1$ the energy gap between the second and the third magnetic subbands of the zeroth Landau level disappears. At the same time the Hall conductances of these subbands undergo a sudden changes.

In conclusion, we have studied the magnetic quantum states of 2D electrons moving in the periodic potential of square lattice with triangular antidots in its sights. Such a system has no the inversion center and under this condition the quantum states are changed qualitatively. In particular, the electron energy is not an even function of quasimomentum defined in the magnetic Brillouin zone. The topological invariants of magnetic subbands (first Chern numbers) which define their Hall conductances depend drastically on the symmetry of the lattice potential. It was shown that by changing the single antidot parameters two different Hall conductance quantization laws $\sigma_{xy}(H)$ can be observed. The boundaries of the areas of antidot parameters d_x and d_y at which the Hall conductance quantization law changes are found. The desired values of the system parameters at which the experimental observation of the different Hall conductance quantization laws is possible are indicated.

This work has been supported by the Grant of the Ministry of Science and Education of Russia (scientific program "Development of scientific potential of High School").

- [1] V.Ya.Demikhovskii, A.A.Perov, Pis'ma v ZhETF, **76**, 723 (2002) [Sov. Phys.: JETP Lett., **76**, 620 (2002)].
- [2] V.Ya.Demikhovskii, Pis'ma v ZhETF, **78**, 1177 (2003) [Sov. Phys.: JETP Lett., **78**, 680 (2003)].
- [3] V.Ya.Demikhovskii, A.A.Perov, Physica E, (2005) (to be published).
- [4] D. J. Thouless et al., Phys. Rev. Lett., **49**, 405 (1982); M. Kohmoto, Annals of Physics (NY), **160**, 343, (1985).

Чисто спиновые фототоки в полупроводниковых наноструктурах

С.А. Тарасенко, Е.Л. Ивченко

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: tarasenko@coherent.ioffe.ru

Оптические методы исследования электронных свойств полупроводниковых структур являются в настоящее время одними из самых эффективных. Известно, что поглощение циркулярно поляризованного света в полупроводниках приводит к оптической ориентации электронных спинов, а поглощение линейно поляризованного света приводит к оптическому выстраиванию электронных импульсов. В настоящем сообщении показано, что поглощение неполяризованного света приводит к появлению чисто спинового тока, так что при этом средний спин и электрический ток не возникают. Эффект рассмотрен для межзонных оптических переходов, а также для поглощения света свободными носителями в полупроводниковых квантовых ямах.

Возмущение системы электронов электрическим полем или светом может привести к возникновению направленного потока частиц. Обычно при протекании электрического тока переноса спина не происходит, поскольку спины отдельных электронов ориентированы случайным образом. Электрический ток сопровождается переносом спина, если носители поляризованы, как, например, при инжекции ориентированных по спину электронов из магнитного материала в полупроводник. Кроме того, возможен и чисто спиновый ток, т.е. перенос спина без переноса заряда в отсутствие среднего спина свободных носителей. Такая ситуация описывается неравновесным электронным распределением, когда электроны со спином «вверх» двигаются преимущественно в одну сторону, а эквивалентное количество электронов со спином «вниз» двигается в противоположную сторону [1,2].

В настоящем сообщении показано, что чисто спиновый ток может возникать в полупроводниковых структурах с квантовыми ямами при возбуждении линейно поляризованным или неполяризованным светом. При прямых межзонных или межподзонных оптических переходах эффект обусловлен линейным по волновому вектору спиновым расщеплением электронных состояний и спин-зависимыми правилами отбора. При поглощении света свободными носителями эффект обусловлен нечетными по волновому вектору спин-зависимыми вкладами в матричный элемент электрон-фононного взаимодействия или электронного рассеяния на статических дефектах.

Феноменологически поток электронных спинов описывается тензором второго ранга, компоненты которого F_β^α соответствуют потоку спина, ориентированного вдоль α , в направлении β , где α и β – декартовы координаты. В рамках кинетической теории компонента спинового потока F_β^α возникает за счет неравновесной поправки к спиновой матрице плотности, пропорциональной $\sigma_\alpha k_\beta$, где σ_α – матрица Паули, k_β – компонента волнового вектора. В первом порядке по константе спин-орбитального взаимодействия в приближении времени релаксации тензор чисто спинового фототока дается выражением

$$F_\beta^\alpha = \sum_{\mathbf{k}} \tau_e \text{Tr} \left[\frac{\sigma_\alpha}{2} v_\beta(\mathbf{k}) \dot{\rho}(\mathbf{k}) \right],$$

где τ_e – время релаксации спинового тока, $\mathbf{v}(\mathbf{k})$ – оператор скорости, $\dot{\rho}(\mathbf{k})$ – фотогенерация спиновой матрицы плотности. Заметим, что время τ_e может отличаться от времени релаксации импульса, которое определяет электронную подвижность. Межэлектронные столкновения частиц с противоположными спинами, которые не влияют на подвижность, могут укорачивать время релаксации чисто спинового тока.

Межзонные оптические переходы

Наглядно эффект генерации чисто спинового тока можно продемонстрировать для прямых оптических переходов из подзоны тяжелых дырок $hh1$ в подзону легких дырок $e1$ в квантовых ямах C_s симметрии, т.е., например, в квантовых ямах, выращенных вдоль кристаллографического направления [110] или [113]. В таких структурах компонента спина вдоль нормали квантовой ямы z смешивается с волновым вектором электрона в плоскости структуры, что приводит к линейному по волновому вектору спин-орбитальному расщеплению энергетического спектра. Такая ситуация изображена на Рис.1, где показано расщепление подзоны тяжелых дырок $hh1$ на две спиновые ветви $\pm 3/2$. Спиновое расщепление зоны проводимости в таких низкосимметричных структурах меньше, чем расщепление валентной зоны и поэтому не показано для простоты. По правилам отбора прямые оптические переходы из валентной зоны в зону проводимости возможны только с изменением углового момента электрона на ± 1 . Поэтому из подзоны

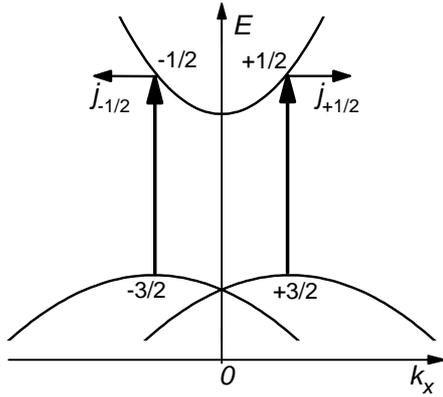


Рис.1 Генерация чисто спинового тока при межзонных оптических переходах.

тяжелых дырок $hh1$ идут только переходы $(+3/2 \rightarrow +1/2)$ и $(-3/2 \rightarrow -1/2)$, изображенные на Рис.1 вертикальными линиями. При возбуждении линейно поляризованным или неполяризованным светом интенсивности обоих процессов одинаковы. В присутствии спинового расщепления оптические переходы, индуцированные светом фиксированной частоты, происходят в противоположные точки k -пространства в спиновых подзонах $\pm 1/2$. Такая спин-зависимая асимметрия фотовозбуждения приводит к появлению потока электронов внутри каждой спиновой подзоны $j_{\pm 1/2}$. Эти потоки одинаковы по величине, но направлены противоположно, поэтому такое неравномерное распределение характеризуется ненулевым потоком спина $j_s = 1/2(j_{+1/2} - j_{-1/2})$ при отсутствии электрического тока и среднего спина.

Направление чисто спинового фототока и ориентация переносимого спина определяются конкретным видом спин-орбитального взаимодействия. В симметричных квантовых ямах на основе полупроводников с решеткой цинковой обманки, выращенных вдоль направления $z \parallel [110]$, поглощение света приводит к появлению потока спина, ориентированного по оси z , вдоль направления $x \parallel [1\bar{1}0]$. Оценка для величины спинового тока имеет вид

$$F_x^z = \gamma_{zx}^{(hh1)} \frac{\tau_e}{2\hbar} \frac{m_h}{m_e + m_h} \frac{\eta_{cv}}{\hbar\omega} I,$$

где $\gamma_{zx}^{(hh1)}$ – константа, определяющая линейное по волновому вектору спиновое расщепление подзоны $hh1$, m_e и m_h – эффективные массы электронов и дырок для движения в плоскости квантовой ямы в подзонах $e1$ и $hh1$, η_{cv} – доля энергии света, поглощаемая в квантовой яме при межзонных переходах, I – интенсивность света.

Межподзонные оптические переходы

Межподзонное поглощение света в структурах n -типа с квантовыми ямами является резонансным процессом и происходит, когда энергия фотонов совпадает с энергетическим

расстоянием между подзонами. В рамках простой однозонной модели оптические переходы между подзонами $e1$ и $e2$ могут быть индуцированы только светом, который имеет отличную от нуля нормальную компоненту e_z вектора поляризации. Такие переходы идут с сохранением спина, $(+1/2 \rightarrow +1/2)$ и $(-1/2 \rightarrow -1/2)$, как изображено на Рис.2 вертикальными стрелками. Из-за линейного по волновому вектору спинового расщепления в оптических переходах, индуцированных светом фиксированной частоты, участвуют только электроны с определенной компонентой k_x волнового, при которой энергия кванта совпадает с энергетическим расстоянием между подзонами. Как и в случае рассмотренных выше межзонных оптических переходов, такая спин-зависимая асимметрия фотовозбуждения приводит к возникновению чисто спиновых токов в обеих подзонах размерного квантования.

Интересная особенность спиновых токов, индуцированных при межподзонных оптических переходах, – спектральное поведение эффекта. Изменение частоты света (Рис.2а,2б) сдвигает точку k_x и приводит к изменению направления спинового потока на противоположное.

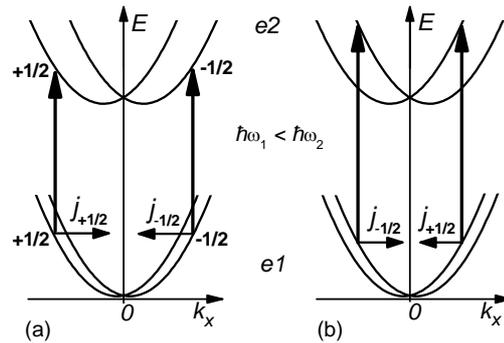


Рис.2 Генерация чисто спинового тока при межподзонных переходах в квантовых ямах. Увеличение частоты света приводит к изменению направления спинового потока с положительного (а) на отрицательное (б).

Работа поддержана грантами РФФИ, РАН и фондом «Династия» - МЦФФМ.

[1] Bhat, R.D.R., Nastos, F., Najmaie, A., and Sipe, J.E., arXiv:cond-mat/0404066.

[2] Tarasenko, S.A., Ivchenko, E.L., arXiv:cond-mat/0502171, Письма в ЖЭТФ, **81** (5), 293 (2005).

Осциллирующие зависимости магнитосопротивления от параллельной компоненты магнитного поля в двойной квантовой яме $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$

М.В.Якунин¹, Ю.Г.Арапов¹, В.Н.Неверов¹, С.М.Подгорных¹,
Б.Н.Звонков², Е.А.Ускова²

¹ ИФМ УрО РАН, ул. С.Ковалевской 18, Екатеринбург, Россия

² Научно-исследовательский физико-технический институт при ННГУ, пр. Гагарина 23,
Нижний Новгород, Россия
e-mail: yakunin@imp.uran.ru

В системе взаимосвязанных двумерных (2D) слоев (двойная квантовая яма, ДКЯ) электрон получает дополнительную степень свободы благодаря возможности выбора нахождения в одном из слоев, а система в целом приобретает новые качества по сравнению с отдельным 2D слоем из-за возникающих межслойных корреляций. В результате в ДКЯ создаются условия для формирования специфических коллективизированных многоэлектронных состояний. Условия формирования коррелированных состояний еще более расширяются при наличии в энергетическом спектре непренебрежимых расщеплений по спину. До сих пор практически все исследования ДКЯ проводились в гетеросистеме GaAs/AlGaAs, поскольку она самая совершенная. Однако в ней крайне слабо выражены спиновые расщепления. Мы изучаем магнитотранспортные свойства ДКЯ $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, в которой g -фактор слоев $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ на порядок больше, чем в GaAs.

В работе исследуется магнитосопротивление (МС) ρ ДКЯ в условиях, когда имеется компонента магнитного поля B_{\parallel} , параллельная слоям. В этом случае возникает потенциальная возможность разделения вкладов в спиновое расщепление от имеющих место в чисто перпендикулярном магнитном поле многоэлектронных эффектов и зависящей от полного магнитного поля одноэлектронной спиновой компоненты. Также это дает возможность изучения сложного энергетического спектра ДКЯ, сформированного поверхностями энергетической дисперсии отдельных слоев в виде параболоидов вращения, латерально смещенных в k -пространстве под действием B_{\parallel} и содержащих щель Δ_{SAS} на линии их пересечения. Фактически такая поверхность состоит из внутренней поверхности в виде эллиптического параболоида и сложной внешней поверхности, содержащей при $k=0$ седловую точку у нижнего края туннельной щели.

В экспериментальной картине $\rho(B_{\parallel})$ должно ярко проявляться наличие взаимодействий между слоями ДКЯ. Действительно, в отсутствие взаимодействий ДКЯ есть просто комбинация двух 2D слоев, и воздействие поля B_{\parallel} сводится только к спиновой поляризации в каждом слое. Ранее [1] мы выявили особенности $\rho(B_{\parallel})$ в ДКЯ $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$: минимум и максимум МС,

которые обусловлены прохождением краев туннельной щели через уровень Ферми. Также было показано, что под влиянием спинового расщепления энергетического спектра максимум заметно смещается в большие поля.

Еще ярче межслойные взаимодействия проявляются в $\rho(B_{\parallel})$ при приложении фиксированной величины магнитного поля B_{\perp} перпендикулярно слоям. Поле B_{\perp} квантует энергетический спектр, однако в *невзаимодействующих* 2D слоях только эта компонента и определяет квантование, потому никаких особенностей в $\rho(B_{\parallel})|_{B_{\perp}=\text{const}}$ в этом случае быть не может. Задачей работы является именно поиск таких особенностей, которые и будут характеризовать *межслойные взаимодействия*.

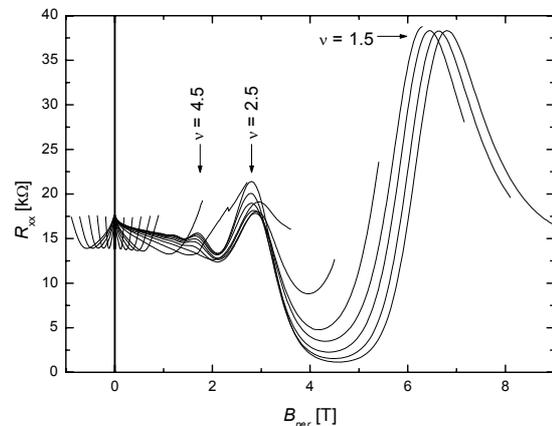


Рис.1. Зависимости МС от B_{\perp} при разных углах наклона поля: $\cos\varphi = 1(-0.1)0.1(-0.01)-0.05$.

Исследовалась ДКЯ, состоящая из потенциальных ям $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ шириной 5 нм, разделенных барьером GaAs шириной 10 нм. Боковые барьеры селективно легированы. Полная темновая концентрация электронов $2.3 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$. Измерения при температуре 1.8 К. Общий вид зависимостей МС от перпендикулярной компоненты поля $B_{\perp} = B \cdot \cos\varphi$ при разных углах φ наклона поля относительно нормали к плоскости структуры, представлен на рис.1. Пики несколько смещаются в поле B_{\perp} с ростом B_{\parallel} , что можно увязать с ростом спинового расщепления (поскольку оно зависит от полной величины поля). При $\varphi > \sim 70^\circ$ формируется минимум, обуслов-

ленный вхождением уровня Ферми в туннельную щель [1].

Кривые $\rho(B_{\parallel})|_{B_{\perp}=\text{Const}}$ получались двумя способами: (1) При скоординированных изменениях угла ротатора с изменениями поля соленоида так, что компонента B_{\perp} оставалась равной заданной постоянной величине (рис.2а). (2) Из массива данных измерений $\rho(B)|_{\varphi=\text{Const}}$, полученных с малым шагом по φ , из которого извлекались сечения $\rho(B_{\parallel})|_{B_{\perp}=\text{Const}}$ (рис.2б). В обоих методах результаты – близкие. Очевидно, что на полученных кривых проявляется тонкая структура. Что показывает перспективность данного подхода для выявления осцилляций МС в ДКЯ с относительно невысокими подвижностями.

На рис.3 построена диаграмма положений экстремумов тонкой структуры на плоскости $(B_{\perp}, B_{\parallel})$. На нее нанесены также положения максимумов основных осцилляций. Эволюция последних иллюстрирует комментарий к рис.1.

Природа наблюдаемых осцилляций связана с суперпозицией двух типов движения электрона под влиянием компоненты B_{\perp} по горизонтальным сечениям поверхностей его энергетической дисперсии [2]: (1) Движение по сечению параболоида вращения, каковым является поверхность дисперсии отдельно взятого слоя. При этом электрон игнорирует щель на линии пересечения принадлежащих каждому из слоев двух латерально смещенных в параллельном поле параболоидов (магнитный пробой). Слабо зависящие от параллельного поля основные осцилляции связаны именно с этим процессом. (2) Движение по сечениям комбинированной поверхности дисперсии в строгом соответствии с ее конфигурацией. В этом случае проявляется щель, и орбиты, в свою очередь, разбиваются также на два типа: по внутренней поверхности (линза) и по внешней (в форме гантели). Каждому из этих типов орбит должны соответствовать разные типы линий на диаграмме рис.3: спадающие для линзы и возрастающие от определенных значений B_{\perp} – для гантели. Полученные же линии не только возрастают, но и экстраполируются в нуль. Такое поведение можно связать с тем, что осцилляции формируются в точках пересечений двух указанных семейств линий, то есть – когда пересекаются два уровня Ландау, связанные с разными типами орбит, и одновременно через эту точку проходит уровень Ферми [2].

Работа выполняется при поддержке РФФИ: проекты 04-02-16614, 05-02-16206, и Фонда содействия отечественной науке.

[1] M.V.Yakunin *et al.* Proc. 27th Internat. Conf. on Physics of Semiconductors (ICPS-27), Flagstaff, Arizona, USA, July 26-30, 2004. М.В.Якунин и др. ФТП **39**, 118 (2005).

[2] N.E.Harff *et al.*, Phys. Rev. B **55**, 13405 (1997); I.S.Millard *et al.*, *ibid.* **55**, 13401 (1997).

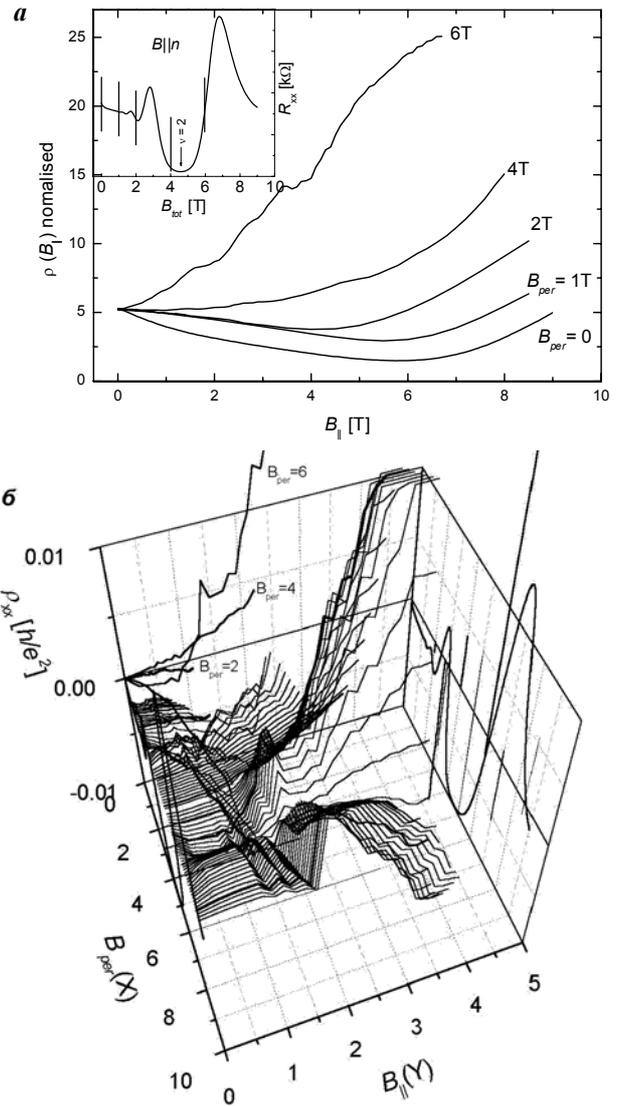


Рис.2. Зависимости $\rho(B_{\parallel})|_{B_{\perp}=\text{Const}}$, нормализованные к $\rho(B_{\parallel}=0)$, полученные методами 1 (а) и 2 (б). На вставке в (а), на левой и правой панелях (б) – $\rho(B_{\perp}, \varphi=0)$. На задней панели (б) – некоторые из сечений.

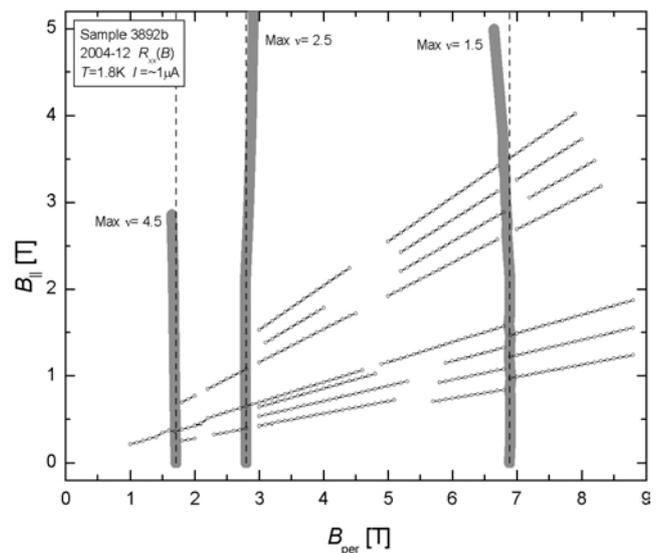


Рис.3. Эволюция максимумов основных осцилляций (широкие линии) и экстремумов тонкой структуры (наклонные) с полем $(B_{\parallel}, B_{\perp})$.

Гигантское магнитосопротивление никелевых наноконтактов, полученных электрохимическим методом

П. А. Бородин, А. А. Бухараев, Д. А. Бизяев

Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского КазНЦ РАН,
Сибирский тракт 10/7, Казань, Россия
e-mail: pborodin@mail.ru

В последние годы наряду с обычной микро- и наноэлектроникой все большее внимание уделяется спинтронике (спиновой электронике), где электронными процессами управляют не при помощи электрических потенциалов, а магнитным полем, действующим на спиновые степени свободы [1]. Структуры с гигантским магнитосопротивлением являются базовыми элементами спинтроники. Среди них уникальное место занимают наноконтакты, сформированные между ферромагнитными металлами. Это обусловлено тем, что магнитосопротивление таких наноконтактов при комнатной температуре может составлять тысячи процентов и более [2-5].

В настоящей работе приведены экспериментальные результаты по электрохимическому изготовлению никелевых наноконтактов и измерению их магнито-резистивных свойств. Для получения наноконтактов за основу была взята методика, описанная в статье [3]. Для формирования наноконтакта использовались два отрезка никелевой проволоки диаметром 120 мкм. Конец одного отрезка предварительно затачивался с помощью электрохимического травления. Затем проволоки размещались на стеклянной подложке перпендикулярно друг к другу так, чтобы заточенный конец одного отрезка проволоки находился на расстоянии 1-10 мкм от середины другого отрезка, образуя Т-образную конфигурацию. Отрезки фиксировались на подложке эпоксидной смолой. При этом диаметр центральной части, непокрытой эпоксидным клеем, составлял всего несколько миллиметров. После застывания клея образец помещался в электролит (насыщенный раствор NiSO_4) и к проволокам прикладывалось напряжение 3В. В результате электрохимического осаждения никеля на катод (заостренную микропроволоку), между микропроводами формировался наноконтакт.

Управление процессом электрохимического осаждения и последующие измерения ГМС проводились с помощью специально созданной установки. В этой установке электрохимическая ячейка с Т-образной исходной структурой размещалась между полюсами электромагнита. С помощью компьютера процесс формирования наноконтакта прекращался при достижении заранее заданного сопротивления (от 1 до 20 Ом). Сразу после окончания формирования наноконтакта на этой

же установке проводилось измерение его сопротивления при изменении внешнего магнитного поля в пределах от -600 до 600 Э. Поле было направлено вдоль заточенного отрезка проволоки.

На рис.1 приведена петля магнитосопротивления контакта, в котором был зарегистрирован максимальный эффект ГМС. В отсутствие магнитного поля сопротивление этого наноконтакта составляло 8 Ом. При увеличении поля с 50 до 300 Э его сопротивление увеличивалось до 82 Ом, то есть наноконтакт обладал положительным магнитосопротивлением, величина которого составила 925%.

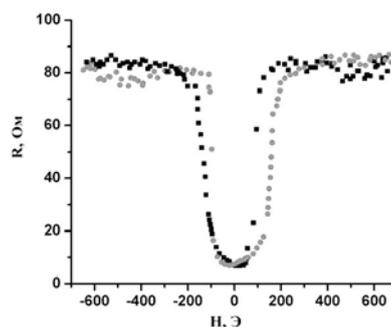


Рис.1. Магниторезистивная кривая точечного никелевого наноконтакта.

Свои магниторезистивные свойства наноконтакт сохранял в течение нескольких часов, затем эффект ГМС исчезал. Теория объясняет ГМС ферромагнитных наноконтактов на основе механизма баллистического транспорта электронов сквозь очень узкую доменную стенку, локализованную внутри наноконтакта [5]. Однако недавно появились экспериментальные исследования [6,7], в которых утверждается, что ГМС в наноконтактах, полученных так же как и в нашем случае электрохимическим путем, не связан с баллистическим транспортом электронов сквозь доменную стенку. Причиной, вызывающей столь значительное изменение сопротивления наноконтакта под действием внешнего магнитного поля, могут быть магнитомеханические эффекты. Под магнитомеханическими эффектами подразумевается изменение сопротивления наноконтакта, полученного между микропроводами, за счет их перемещения относительно друг друга под действием внешнего магнитного поля. Такие взаимные

перемещения могут происходить за счет эффекта магнитострикции или вследствие того, что микропровода крепятся к подложке эпоксидным клеем, который даже после затвердевания обладает эластичностью.

Чтобы проверить данное предположение была выполнена серия экспериментов по оценке величины перемещения никелевых проволок под действием внешнего магнитного поля. Для этого использовались образцы двух типов: 1) отрезок проволоки, приклеенный эпоксидной смолой к стеклянной подложке с двух концов; 2) отрезок проволоки, приклеенный с одного конца. Данные структуры размещались в атомно-силовом микроскопе (АСМ) SMENA фирмы НТ-МДТ, с установленным в нем электромагнитом, обеспечивающим на образце поле от -2000Э до $+2000\text{Э}$ [8, 9]. После чего проводилось сканирование участка поверхности проволоки, во время которого внешнее магнитное поле несколько раз скачкообразно изменялось с 50 до 200 Э. При этом, на изображении появлялся характерный сдвиг (рис.2).

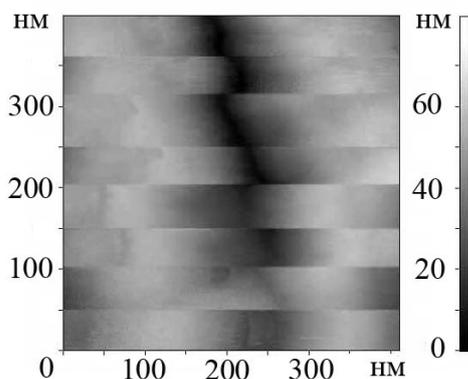


Рис.2. АСМ изображение микроцарапины на поверхности никелевой проволоки, прикрепленной к стеклянной подложке, при включении и выключении магнитного поля во время сканирования поверхности образца.

Чтобы исключить погрешность, обусловленную наличием в микроскопе магнитных деталей, а также возможное смещение всего образца под действием магнитного поля, сдвиг проволоки измерялся относительно подложки. То есть измерялось как перемещение проволоки, так и перемещение подложки. Кроме того, использовались медные подложки с закрепленными на них припоем никелевыми и медными проволоками, что позволило измерить и исключить приборную погрешность и погрешность, обусловленную сдвигом образца. Измерения проводились при продольной и перпендикулярной ориентации проволок относительно внешнего магнитного поля.

Проведенная серия экспериментов позволила оценить характерное смещение никелевых проволок, закрепленных эпоксидной смолой на стеклянной подложке. Типичная величина

сдвига находилась в пределах от 10 до 20 нм. Данная величина на наш взгляд является значительной и позволяет предположить, что зарегистрированное в наноконтакте ГМС в 925% вероятнее всего обусловлено магнитомеханическим эффектом (изменением площади контакта вследствие взаимного перемещения микропроводов под действием магнитного поля), а не баллистическим транспортом электронов сквозь узкую доменную стенку в наноконтакте. Очевидно, из-за этого и стабильность наноконтактов, полученных электрохимическим способом, невелика. Эффект ГМС сохраняется в них в течение только нескольких часов.

Таким образом, приведенные экспериментальные результаты подтверждают недавние выводы ряда авторов [6, 7], которые утверждают что ГМС в ферромагнитных наноконтактах, полученных электрохимическим путем, не связан с баллистическим транспортом электронов. Это вовсе не означает, что при наличии в ферромагнитном проводнике наноразмерной доменной стенки невозможно получить ГМС за счет механизма баллистического прохождения поляризованных по спину электронов сквозь такую стенку. Очевидно необходимо использовать другие методы получения наноконтактов (перемычек) между однодоменными микрообъектами, в которых бы механизм баллистического транспорта электронов был бы преобладающим.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (НШ-1905.2003.2), программ Президиума РАН и ОФН РАН.

- [1] Prinz G. A., J MMM, **200**, 57 (1999).
- [2] García N., Rohrer H., Saveliev I.G., Zhao Y.-W., Phys. Rev. Lett., **85**, 3053 (2000).
- [3] Chopra Y. D., Hua S. Z., Phys. Rev. B **66**, 020403R (2002).
- [4] García N., Munoz M., Qian G.G., Rohrer H., Saveliev I.G., Zhao Y.-W., Appl. Phys. Lett. **79**, 4550 (2001).
- [5] Tagirov L.R., Vodopyanov B.P., Efetov K.B., Phys.Rev. B **65**, 214419 (2002).
- [6] Egelhoff W. F., Gan Jr., L., Etedgui H., Kadmon Y., Powell C. J., Chen P. J., Shapiro A. J., McMichael R. D., Mallett J. J., Moffat T. P., Stiles M. D., J. Appl. Phys., **95**, 7554 (2004).
- [7] Mallett J. J., Svedberg E. B., Etedgui H., Moffat T. P., Egelhoff W. F., Phys. Rev. B **70**, 172406-1 (2004).
- [8] Bukharaev A. A., Biziaev D. A., Borodin P. A., Ovchinnikov D. V., Proc. of SPIE, **5401**, 555 (2003).
- [9] Бухараев А.А., Бизяев Д.А. Бородин П.А., Овчинников Д.В., Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского 2003. Ежегодник, 55-58. Казань, ФизтехПресс, 2004.

Многофункциональная система «NANOFAB» как базовый комплекс для проведения прецизионных исследовательских и технологических операций.

В.А. Быков, Д.В. Верёвкин

NT-MDT Co, Москва, Зеленоград, 124460, корп.167

E-mail: vbykov@ntmdt.ru , verevkin@ntmdt.ru

Наша компания, «NT-MDT», в настоящее время занимается разработкой многофункционального исследовательско-технологического комплекса «NANOFAB» [рис.1][1]. Мы предлагаем кластерную систему, представляющую собой несколько камер, объединённых в один технологический комплекс[2]. Камеры соединены с помощью транспортных узлов, состоящих из клапана и металлического сварного сильфона. Каждая камера это отдельный кластер, обеспечивающий выполнение отдельной технологической операции и соответствующий определённой методике. Производство нанозлементов это сложный наукоёмкий процесс, представляющий собой совокупность большого числа методик и технологий. Это и электронно-лучевая

литография и атомно-силовые методики, ретнгнолитография, ионно-лучевые методы, методы молекулярно-лучевой эпитаксии, т.е. локальные и интегральные технологии получения функциональных наноструктур. Устройства, выполняющие ту или иную технологическую операцию, являются очень сложными, во многом отличаются друг от друга своими характеристиками (резонансные частоты, коэффициенты температурного расширения, требования эксплуатации и работы и др.). Данная конструкция позволяет избежать нефункционального, паразитного взаимодействия всевозможных устройств, друг с другом. Каждая камера находится на активной и пассивной виброзащите.

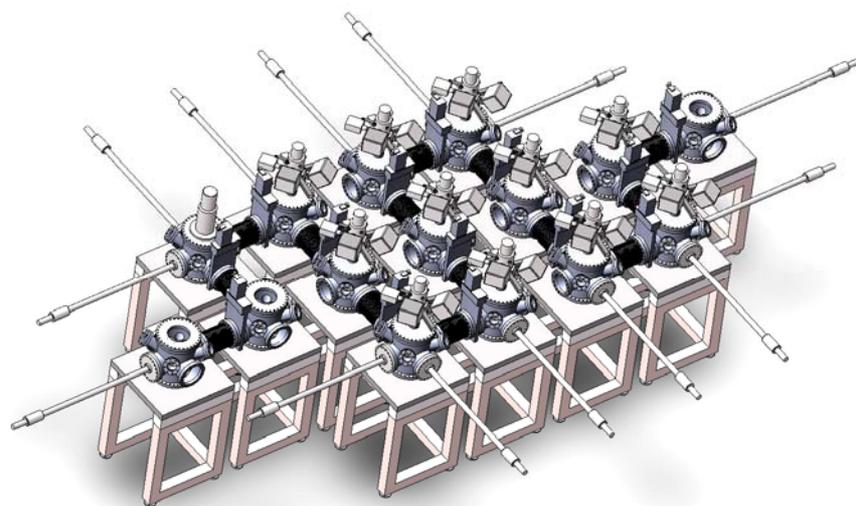


Рис.1 Многофункциональный комплекс «NANOFAB»

Транспортная система, состоящая из манипуляторов, позволяет перемещать образец и различные приспособления внутри комплекса.

Комплекс может включать в себя ряд аналитических и технологических камер:

1. Камеру подготовки
2. Аналитико-технологическая СЗМ камеру
3. Электроннолучевую камеру
4. Камеры с аналитико-технологической системой на базе сканирующего ионного

микроскопа с возможностью фокусировки ионного пучка

5. Камеру молекулярно-лучевой эпитаксии
6. Камеру CVD

7. Камеру с источником магнетронного напыления и т.п.

Также в систему могут входить накопительные камеры, для осуществления

перегрузки образцов и дополнительных приспособлений.

В настоящее время заканчивается разработка трёхкамерной сверхвысоковакуумной системы [рис.2]. Проверяется работа механизма виборазвязки, устройства

перегрузки, работа АСМ, а также анализируются методы координатного совмещения устройств.

Система включает в себя:

1. Загрузочную камеру
2. Камеру подготовки
3. Технологическую СЗМ камеру

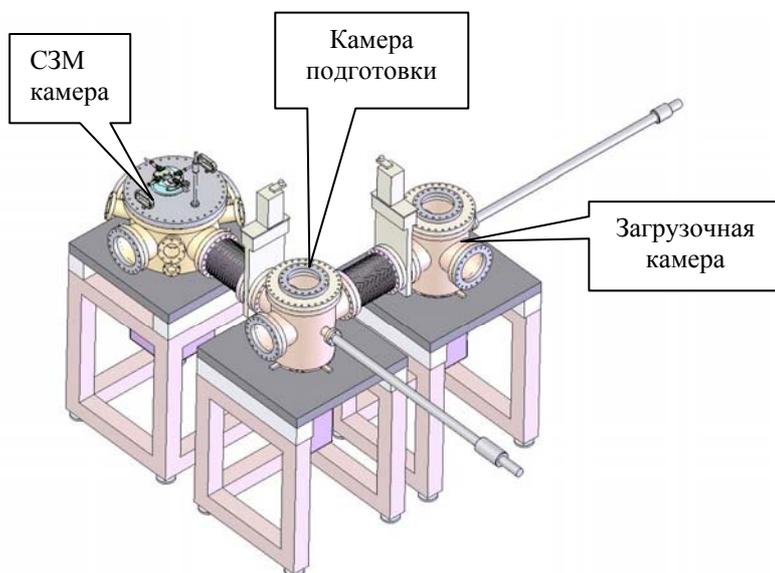


Рис.2 Трёхкамерная сверхвысоковакуумная система

Загрузочная камера включает в себя кассетный механизм, на котором находятся подложки с образцами диаметром до 100мм и сменные держатели зондов. Также на загрузочной камере находятся два манипулятора для осуществления операций загрузки и перегрузки. Степень вакуума в загрузочной камере $10^{-6} \dots 10^{-8}$ TORR

Камера подготовки обеспечивает подготовку зондов и подложек с образцом к работе. На камере находится манипулятор для передачи подложек с образцами и дополнительных приспособлений из загрузочной в технологическую АСМ камеру. Степень вакуума в камере подготовки $10^{-10} \dots 10^{-11}$ TORR

Технологическая АСМ камера обеспечивает исследование образцов АСМ методами. В камере находится XY-Stage для перемещения образца в диапазоне 100мм по XY с точностью 10нм и Z-Stage для перемещения образца по Z с точностью 10нм для осуществления подвода образца к зонду. Степень вакуума в технологической АСМ камере $10^{-10} \dots 10^{-11}$ TORR

[1] Быков В.А., Рябоконт В.Н., Инструменты нанотехнологии: состояние и перспективы развития., Автометрия №2(2004г.) стр. 37-46

[2] Bykov V.A. NanoFABs – as a nearest future for nanotechnology instruments for electronics. Scanning Probe Microscopy-2004, Proceedings. Nizhny Novgorod, May 2 – 6, 2004. P. 48.

Новые планарные неорганические, полимерные и композитные наноструктуры

Р.В. Гайнутдинов²⁾, Г.Б. Хомутов¹⁾, С.П. Губин³⁾, Н.А. Катаева³⁾, В.В. Кислов⁴⁾, В.В. Клечковская²⁾, А.Н. Сергеев-Черенков¹⁾, И.В. Таранов⁴⁾, А.Л. Толстихина²⁾, Д.И. Черничко¹⁾

1)Физический факультет МГУ, Москва

2)Институт кристаллографии РАН, Москва

3)Институт общей и неорганической химии РАН, Москва

4)Институт радиотехники и электроники РАН, Москва

Разработка экономически и экологически эффективных методов создания новых функциональных наноматериалов и наноструктур из nano-размерных компонентов органической и неорганической природы является актуальной задачей нанотехнологии. В данном сообщении представлены результаты работ по формированию новых организованных планарных неорганических, полимерных и композитных наноструктур на поверхности водной фазы и твердотельных подложек с использованием подходов, основанных на химических и физических взаимодействиях на границе раздела фаз газ-жидкость, Ленгмюровской монослойной технологии и принципах самоорганизации. Разработан новый метод синтеза неорганических наночастиц и организованных планарных наноструктур, заключающийся в проведении процессов квазидвумерного синтеза неорганической фазы в предельно тонкой и анизотропной монослойной сис-

теме [1]. С использованием данного подхода получены организованные двумерные ансамбли наночастиц оксидов железа, кластеров благородных металлов (Au, Pd), анизотропные структуры типа нанопроводов, нанодисков, организованные сетевидные и лабиринтные наноструктуры, а также планарные наноструктуры (палладий) с очень высокой площадью поверхности [1, 2]. На рисунке 1 представлены изображения синтезированных сетчатых планарных наноструктур палладия, полученные с использованием просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) (а) и атомно-силовой микроскопии (АСМ) (б-г). Из рисунка следует, что средний диаметр палладиевой нити, образующей планарную сетку, составляет 5 нм. АСМ изображения получали на воздухе в прерывисто-контактном режиме АСМ. Исследования проводили с помощью микроскопа Solver (P47, NT-MDT), использовали кремниевые кантилеверы NSC 11 (Mikromasch, Эстония).

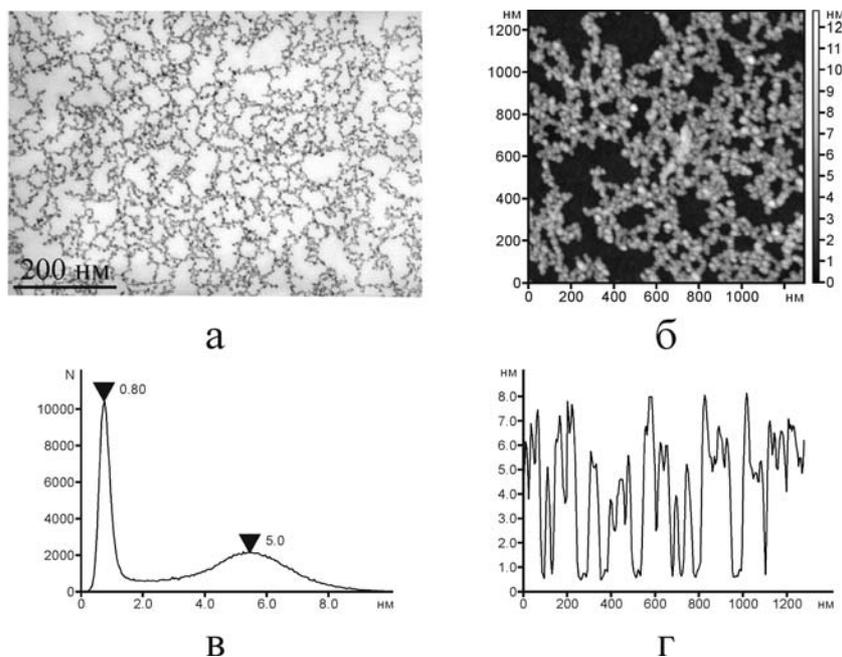


Рис. 1. а) ПЭМ-изображение наноструктур палладия, синтезированных в ленгмюровском монослое на поверхности раствора борогидрида натрия с использованием ацетата палладия в качестве прекурсора, б) топографическое АСМ-изображение этих же наноструктур палладия, нанесенных на атомарно-гладкий скол слюды, в) гистограмма распределения высот, соответствующая топографическому изображению, г) профиль характерного сечения изображения.

С использованием молекул водонерастворимого амфифильного полиэлектролита (алкилированные производные поливинилпиридина) получены Ленгмюровские монослои и высокоорганизованные монослойные и мультислойные полимерные пленки Ленгмюра-Блоджетт [3]. Получены и охарактеризованы новые планарные полимерные наноконпозиты, содержащие молекулярные нанокластеры, линейно-организованные наночастицы палладия и оксидов железа [3, 4]. Разработанные методы синтеза и диагностики наноструктур позволяют экологически и экономически эффективно получать новые уникальные организованные функциональные органические, органико-неорганические и био-неорганические наноструктуры, что делает их перспективными для молекулярной нанотехно-

логии.

1. G.B. Khomutov, Colloids and Surfaces A, 202 (2002) 243.
2. G. B. Khomutov, S. P. Gubin, Mat. Sci. Eng. C, 22 (2002) 141.
3. G.B. Khomutov, R.V. Gainutdinov, S.P. Gubin, V.V. Kislov, V.V. Khanin, A.A. Rakhnyanskaya, A.N. Sergeev-Cherenkov, E.S. Soldatov, D.B. Suyatin, I.V. Taranov, A.L. Tolstikhina, Appl. Surf. Sci., 226 (2004) 149.
4. G. B. Khomutov, R. V. Gainutdinov, S. P. Gubin, V. V. Kislov, A. A. Rakhnyanskaya, A. N. Sergeev-Cherenkov, A. L. Tolstikhina, Surf. Sci., 566-568 (2004) 396.

Работа выполнена в рамках гранта НШ – 14.04.2003.2

Лазерное стимулирование самоорганизации периодических нанометровых островков на поверхности монокристаллов кремния и арсенида галлия

Ю.К.Верёвкин¹, Э.Я.Дауме¹, В.Н.Петряков¹ Ю.Ю.Гущина², С.В.Тихов²

¹ - Институт прикладной физики РАН, 603950 г.Н.Новгород, ул. Ульянова,46
e-mail: verevkin@appl.sci-nnov.ru

² - Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского,
603950 Н.Новгород, пр. Гагарина, 23.

Хорошо известна роль самоорганизации наноструктур (СОНС) в существенном улучшении характеристик полупроводниковых лазеров [1]. Эффект СОНС представляет также интерес во многих других направлениях развития нанонауки и нанотехнологии [2].

В последние годы активно продолжают исследования по оптимизации условий СОНС на различных материалах [3,4]. Одно из направлений таких исследований связано с поиском условий создания периодически расположенных в пространстве суб 100нм островков [5,6].

В нашей работе приведены результаты исследования условий создания двумерных периодически нанометровых островков на стандартно подготовленной поверхности монокристаллов Si марки КЭФ-4 и GaAs марки АГЧО-1 с кристаллографической ориентацией (100). Образцы находились в лабораторных условиях. Для воздействия на поверхность использовались четыре когерентных пучка излучения ХеСl лазера. Уникальность такого воздействия на материалы заключается в возможности достижения на поверхности образцов температуры в несколько тысяч градусов в локальных областях с размерами менее 100нм.

Распределения излучения в стоячей волне существенно зависит от поляризации интерферирующих пучков. Нами

использовались два варианта поляризации пучков ТЕ-ТЕ и ТЕ-ТМ (подробнее см [7]). При использовании пучков излучения с ТЕ-ТМ поляризациями получены островков с минимальными размерами. Представленные ниже результаты получены за один импульс лазерного излучения длительностью 10нс при экспозиции 1-1,5Дж/см².

На рис.1 показаны АСМ изображения поверхности кремния и сечение участка, отмеченного прямой линией. Здесь видна достаточно хорошая двумерная периодичность в пространстве возникшей структуры островков диаметром менее 100нм и высотой 12нм. Обратим внимание, что в этом образце все островки возникли относительно ближайших ямок по одну сторону. Такой характер модификации кристаллической поверхности существенно отличается от результатов воздействия лазерного излучения на поверхность аморфных материалов [11]. При модификации аморфных материалов вокруг ямок образуются симметричные бугорки.

На рис.2 показаны АСМ изображение поверхности GaAs после воздействия пучков с ТЕ-ТМ поляризациями и сечение участка, отмеченного прямой линией. Образовавшиеся на GaAs островки имеет диаметр около 60 нм, а высоту ~7нм. Из картины на линии сечения видно, что положении образовавшихся островков имеет разброс около 30нм.

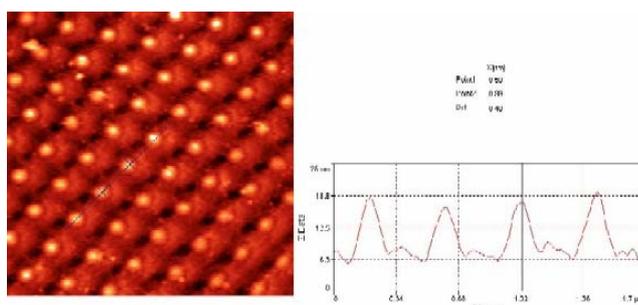


Рис.1 АСМ-изображение поверхности кремния после воздействия четырёх пучков УФ излучения (два пучка в горизонтальной плоскости с ТЕ поляризациями, а два пучка в вертикальной плоскости с ТМ поляризациями).

Из представленных выше результатов видно, что минимальный размер образовавшихся островков в 5-10 раз меньше периода стоячей волны лазерного излучения. В случае воздействия на аморфные или поликристаллические плёнки [7,8] размер области модификации их параметров составляет обычно 50% от периода стоячей волны. Такое большое различие в результатах воздействия лазерного излучения позволяет сделать вывод, что в случае кристаллических поверхностей в

процессе их модификации существенную роль играют специфические кристаллические силы на поверхности. Можно предположить, что эти силы возникли в связи с отличием состояния поверхностных атомов кристалла от состояния атомов внутри его объёма [1]. Эти соображения позволяют нам предположить, что образование представленных периодических структур связано с локальным лазерным нагревом и стимулированием диффузии атомов в поле упругих напряжений в поверхностном слое.

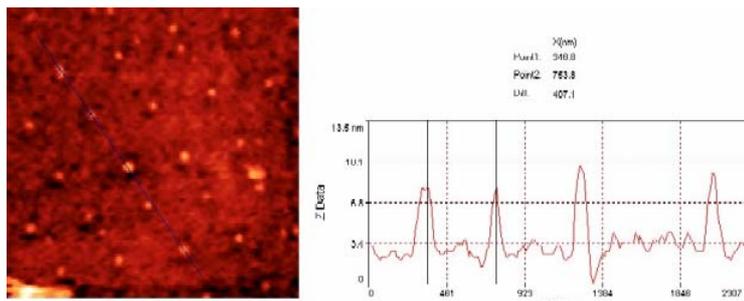


Рис.2 АСМ-изображение поверхности арсенида галлия после воздействия четырёх пучков УФ излучения (два пучка в горизонтальной плоскости с ТЕ поляризациями, а два пучка в вертикальной плоскости с ТМ поляризациями).

Таким образом, проведённые эксперименты показали возможность управления процессом самоорганизации структур на поверхности Si и GaAs путём воздействия нескольких когерентных пучков излучения.

1. Н.Н.Леденцов, В.М.Устинов, В.А.Щукин и др., ФТП 32, 385 (1998).
2. Нанотехнология в ближайшем десятилетии. Под ред. М.К.Роко, Р.С.Ульямса, П.Аливисатоса, М. Мир, с.293 (2002).

3. В.М.Устинов ФТП 38, 963 (2004).
4. Б.Н.Звонков, И.А.Карпович, Н.В.Байдусь и др., ФТП 35, 92 (2001)
5. T.Kitajima, B.Lu, S.R.Leone, Appl.Phys.Lett. 80, 497 (2002).
6. Q.Li, S.M.Han, S.R.J.Brueck, S.Hersee, Y-V.Jiang, Appl.Phys.Lett. 83, 5032, (2003).
7. В.И.Бредихин, Ю.К.Верёвкин, Э.Я.Дауме и др. Квант. электр.т.30, 333, (2000).
8. В.И.Бредихин, В.Н.Буренина, Ю.К.Верёвкин и др. ЖТФ 74, 86, (2004).

Особенности формирования наноструктур при СТМ-исследовании поверхности кремния

В.М.Корнилов¹, А.Н.Лачинов¹, Б.А.Логинов²

¹Институт физики молекул и кристаллов Уфимского научного центра РАН,
пр. Октября 151, Уфа, Россия.

²Научно-исследовательский институт нанотехнологии
Московского государственного института электронной техники
E-mail: kornilov@anrb.ru

Граница раздела кремний - двуокись кремния обладает набором уникальных электрофизических свойств. Особенности накопления и переноса заряда вблизи этой границы сделали возможной реализацию широкого круга полупроводниковых устройств [1].

Наличие окисла на поверхности кремния обычно затрудняет измерение и поддержание туннельного тока, что заставляет использовать различные методы травления и пассивации поверхности кремния [2]. Однако в работе [3] была теоретически обоснована возможность исследования физических свойств границы Si-SiO₂ методами СТМ.

Результаты модификации поверхности кремния при СТМ-исследованиях обычно объясняются необратимыми процессами окисления [4-9]. Считается, что окисление происходит при активном участии молекул слоя адсорбата. Однако в разных работах этому слою приписывают разные функции. По сути дела в СТМ-эксперименте слой адсорбата играет роль туннельно прозрачного диэлектрического барьера с переменным составом и свойствами.

В связи с этим, роль этого слоя в формировании поверхностных структур в системе Si-SiO₂ может быть непредсказуемой, что сильно затрудняет интерпретацию результатов. Поэтому было предложено использовать в качестве своеобразного пассиватора поверхности кремния полимерное покрытие. Это позволило исключить возможность протекания электрохимических реакций непосредственно на поверхности кремниевых образцов и сосредоточить внимание на электронных свойствах структуры Si-SiO₂-полимер.

В работах [9,10] было показано, что характер модификации поверхности при СТМ-исследованиях в системах Si-SiO₂ и Si-SiO₂-полимер имеет одинаковую природу. Была предложена модель формирования СТМ-контраста, основанная на перераспределении заряда вблизи границ раздела. В результате были реализованы процессы многократной модификации одного и того же участка, то есть циклы «запись-считывание-стирание-новая запись». В то же время остается актуальным

вопрос о месте локализации заряда, влияющего на СТМ-контраст.

При исследовании структур Si-SiO₂ и Si-SiO₂-полимер методом СТМ возникает вполне обоснованный вопрос: не являются ли наблюдаемые результаты следствием тривиальной деформации полимерной пленки при сближении с зондом прибора. В каждом конкретном случае этот факт проверить трудно, поэтому был проведен контрольный эксперимент с использованием жидкого диэлектрика. При этом на поверхность образца (кремний с естественным слоем окисла) наносилась капля часового масла, и изображение поверхности регистрировалось, когда зонд прибора был погружен в жидкий диэлектрик.

Исследования были выполнены на сканирующем мультимикроскопе СММ-2000Т, (ЗАО КПД, Москва, Зеленоград), который входит в состав измерительного комплекса и позволяет получать на воздухе реальное разрешение по латерали до 0,3 нм, а по оси Z до 0,1 нм. Диапазон изменения туннельного тока от 0,01 до 160 нА, диапазон напряжений в зазоре игла-образец от 0 до ±10 В. Острие иглы формировалось методом косого среза платиновой проволоки.

На рис. 1 представлен результат модификации поверхности кремния при работе с использованием жидкого диэлектрика. Видно, что участок, сканированный при повышенном напряжении, состоит из отдельных структурных элементов высотой порядка 10 нм.

Установлено, что модификация поверхности в системе Si-SiO₂-жидкий диэлектрик происходит при тех же параметрах, что и в случае Si-SiO₂-полимер. Отметим, что аналогичные процессы модификации происходят при исследовании системы Si-SiO₂ в сверхвысоком вакууме [11].

Тот факт, что параметры сканирования и характер модификации поверхности аналогичны для систем с принципиально разным состоянием исследуемой поверхности, подтверждает предположение о влиянии на СТМ-контраст электрофизических свойств подповерхностной границы раздела. Это позволяет говорить о применимости модели, описанной в работе [3],

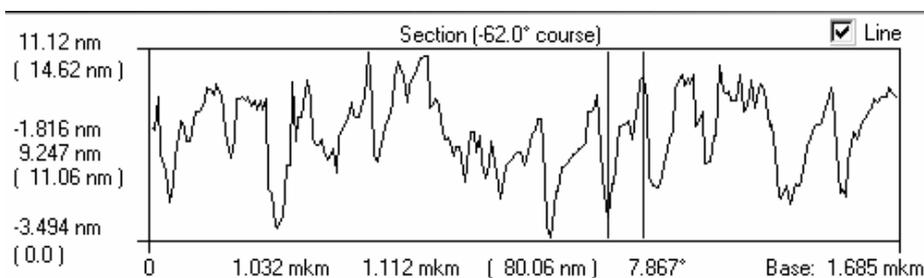
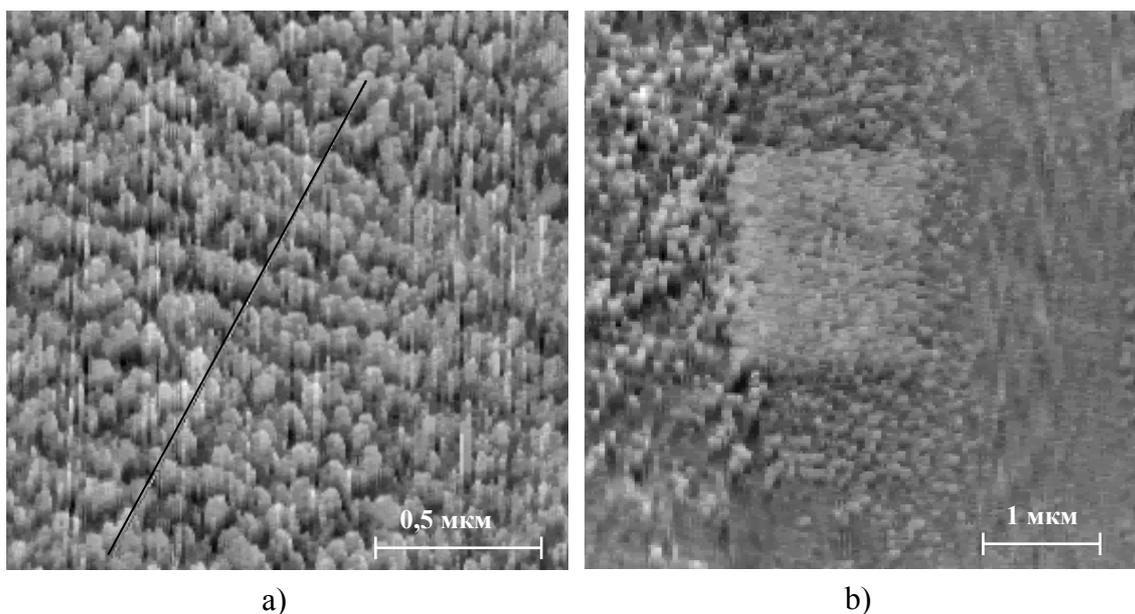


Рис. 1. а) – участок, поверхности, сканированный при повышенном напряжении $U_{mod} = -5,2В$, размер скана $1,7 \times 1,7$ мкм; б) – участок большей площади, иллюстрирующий результат модификации (сканирование проводилось при пониженном напряжении $U_{vis} = -4,4В$), размер скана $4,8 \times 4,8$ мкм. Внизу профиль поверхности вдоль измерительной линии.

то есть о возможности наблюдения границы раздела Si-SiO₂.

Таким образом, показано, что в структуре Si-SiO₂ реализуется возможность управления зарядовыми процессами при помощи СТМ независимо от свойств туннельного зазора. При этом осуществляется воздействие на структуру и регистрируется результат воздействия в масштабе, близком к атомарному.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ: №05-02-97904-р_агидель_а, №04-02-97503-р_офи; а также гос. контракта №10002-251/ОФН-05/049-064/020703-966.

[4] Dagata J.A., Schneir J., Harary H.H., et al. Appl. Phys. Lett., **56**, 2001 (1990).
 [5] Fay P., Brockenbrough R.T., Abeln G. J. et al. J. Appl. Phys., **75**, 7545 (1994).
 [6] Болотов Л.Н., Козлов В.А., Макаренко И.В., Титков А.Н.. ФТП, **27**, 1375 (1993).
 [7] Lyding J.W., Shen T.-C., Hubacek J.S., et al. Appl. Phys. Lett., **64**, 2010 (1994).
 [8] Abadal G., Perez-Murano F., Barniol N., Aymerich X. Appl. Phys. A, **66**, 791 (1998).
 [9] Корнилов В.М., Лачинов А.Н. ФТП, **37**, 323 (2003).
 [10] Kornilov V.M., Lachinov A.N., Microelectronic Engineering, **69**, 399 (2003).
 [11] Ohmori K., Shigeaki Z., Yasuda Y. Appl. Surf. Sci., **162-163**, 395 (2000).

[1] С.Зи. Физика полупроводниковых приборов т.1,2. М., Мир, 1984.
 [2] Levenets V.V., Beklemishev V.I., Kirilenko E.P., Makhonin I.I., Trifonov A.Yu., Loginov B.A., Protasenko V.V. Jpn. J. Appl. Phys. **34**, 1723 (1995).
 [3] Sumetskii M.I., Baranger H.U. Appl. Phys. Lett., **66**, 1352 (1995).

Образование наноструктур под иглой АСМ при воздействии на второй гармонике Ti:Sa фемтосекундного лазера

А.В. Кирсанов, А.Ю. Малышев, А.Н. Степанов,
А.И. Корытин, Н.Г. Бронникова, Н.М. Битюрин

Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, Россия
e-mail: malex@ufp.appl.sci-nnov.ru

Одним из наиболее интересных направлений применения атомно-силовой микроскопии является создание на поверхности образцов при облучении лазерными импульсами структур с нанометровыми размерами [1-3].

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования воздействия фемтосекундных лазерных импульсов на поверхности полимерных пленок, помещенных под иглу атомно-силового микроскопа. В качестве источника фемтосекундных импульсов служило излучение второй гармоники Ti:Sa лазера модель 'Spitfire' фирмы 'Spectra-Physics' ($\lambda \approx 800$ нм, $F_n \leq 1$ кГц, $W \leq 2$ мДж, $\tau \approx 50$ фс). Для получения второй гармоники ($\lambda_2 \approx 400$ нм) лазерного излучения использовался нелинейный кристалл LiIO₃, эффективность преобразования излучения во вторую гармонику доходила до 7%. Селекция основной и второй гармоник осуществлялась последовательным отражением от дихроичных зеркал, отражающих излучение на длине волны 400 нм. В работе использовался атомно-силовой микроскоп (АСМ) «Смена» фирмы NT-MDT. В основном исследовании проводились с использованием кремниевых игл с золотым покрытием. Игла АСМ размещалась в слегка сфокусированном пучке в области, где размер лазерного пучка составлял примерно 1 мкм. Угол падения излучения на образец был порядка $\sim 20^\circ$ относительно плоскости образца, а поляризация излучения менялась в ходе эксперимента. В качестве образцов применялись полимерные пленки полиметилметакрилата (ПММА) толщиной ~ 0.5 мкм, нанесенные на кремниевую подложку методом центрифугирования. Высота неровностей рельефа поверхности таких образцов составляла 1 - 1.5 нм, что существенно лучше, чем у полированных образцов.

Воздействие излучения второй гармоники на образцы проводилось в одноимпульсном и многоимпульсном режимах. В экспериментах варьировалась плотность энергии в импульсе, высота иглы над поверхностью образца и поляризация лазерного излучения. В результате экспериментов при одноимпульсном воздействии установлено, что на поверхности пленок при превышении некоторого порога по плотности потока энергии происходит образование наноструктур. Наноструктуры имели вид углублений (ямок) и соседствующих с ними выпуклостей (см. Рис. 1 и Рис. 2).

Глубина ямки и высота выпуклости составляли примерно $\sim 2-3$ нм, а поперечный размер структуры составлял 30-50 нм.

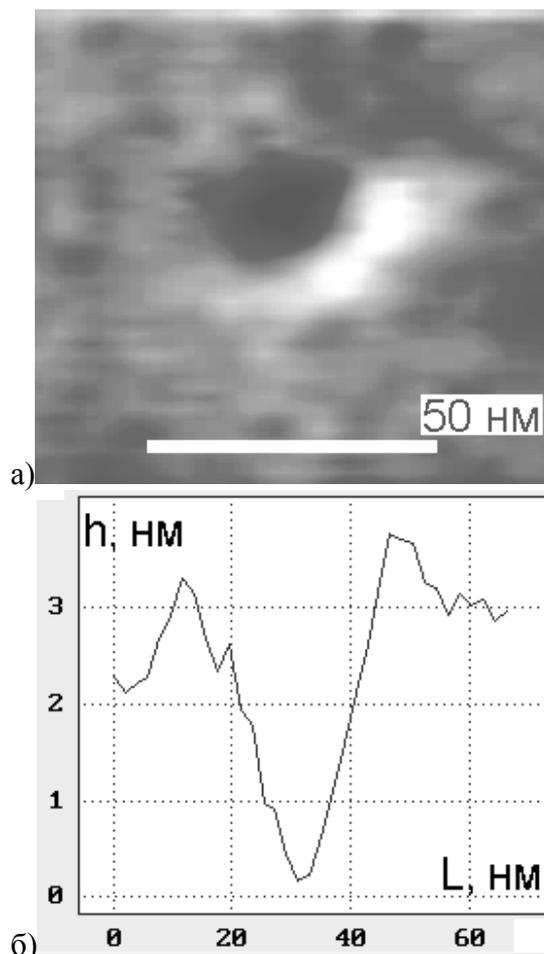


Рис. 1. Вид наноструктуры (а), полученной на пленке ПММА (s-поляризация излучения, высота иглы над поверхностью 100 нм, $F=10$ мДж/см²); (б) разрез наноструктуры по оси ординат.

Порог образования наноструктур на поверхности пленки ПММА был минимальным (~ 1 мДж/см²) в режиме контакта иглы АСМ с поверхностью образца и практически не зависел от поляризации падающего излучения. При отведении иглы АСМ от поверхности порог образования структуры возрастал в зависимости от высоты, на которую была поднята игла АСМ для рассмотренных поляризаций лазерного излучения (Рис. 3).

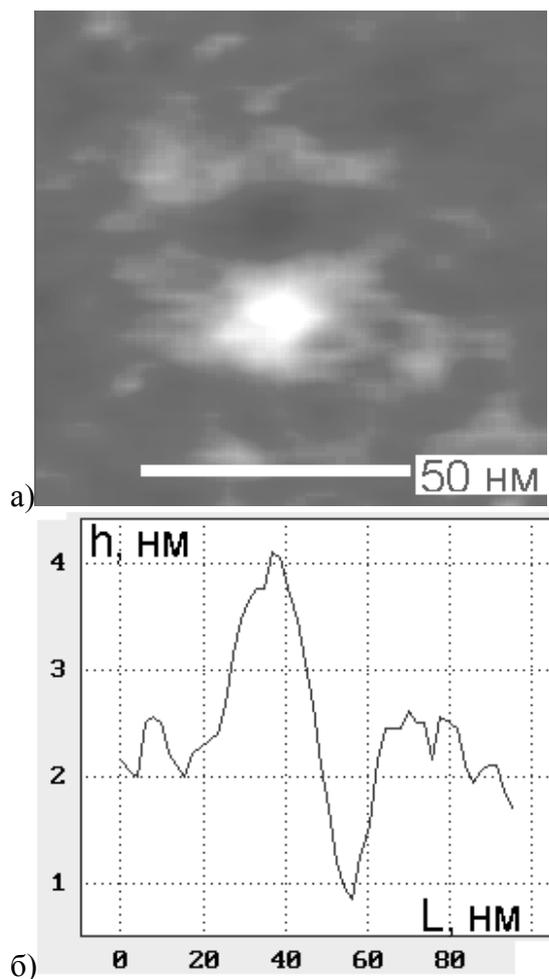


Рис. 2. Вид наноструктуры (а), полученной на пленке ПММА (s-поляризация излучения, высота иглы над поверхностью 100 нм, $F=15$ мДж/см²); (б) разрез наноструктуры по оси ординат.

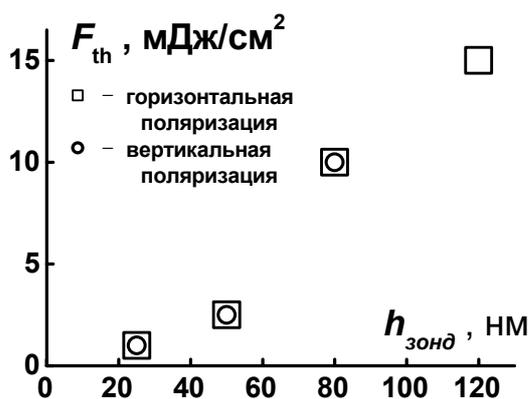


Рис. 3. Зависимость пороговой плотности потока энергии, необходимой для образования наноструктур, от высоты, на которую поднята игла зонда АСМ от поверхности пленки.

При облучении образца последовательностью лазерных импульсов с частотой 10 Гц (многоимпульсный режим) наноструктуры на поверхности пленки ПММА образовывались при меньшей пороговой плотности потока энергии, чем в случае одноимпульсного воздействия. Так после воздействия ~100 импульсов пороговая плотность потока энергии была в несколько раз ниже.

Независимость порога образования наноструктур от поляризации лазерного излучения, а также поперечного размера структуры от плотности потока энергии и высоты, на которую поднята игла АСМ, свидетельствуют о том, что механизм формирования наноструктур, основанный на эффекте усиления поля под иглой АСМ (активно обсуждаемый в литературе [4]) не играет роли в выполненных нами экспериментах.

Анализ экспериментальных данных показал, что наиболее вероятным механизмом формирования наноструктур при воздействии лазерного импульса является тепловой механизм [3], когда нагретая игла АСМ расширяется и размягчает (или проплавляет) поверхность образца.

Таким образом, в результате выполненных экспериментов получены наноструктуры на полимерных пленках при облучении фемтосекундными импульсами второй гармоники Ti:Sa лазера зонда АСМ. Исследовано влияние параметров лазерного излучения и геометрии эксперимента на пороги образования наноструктур, изучены параметры получаемых структур.

[1] Yin X., Fang N., Zhang X., Martini I.B., Schwartz B.J., Appl. Phys. Lett., **81** (19), 3663 (2002).
 [2] Chimmalgi A., Choi T.Y., Grigoropoulos C.P., Komvopoulos K., Appl. Phys. Lett., **82** (8), 1146 (2003).
 [3] Kirsanov A., Kiselev A., Stepanov A., Journ. of Appl. Phys., **94** (10), 6822 (2003).
 [4] Jersh J., Dickman K., Appl. Phys. Lett., **68** (6), 868 (1996).

Кремниевые нанопроволоки. Структура и свойства

А.В. Нежданов, А.И. Машин, А.Г. Разуваев, А.В. Ершов, С.К.Игнатов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр.Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия

e-mail: nezhdanov@phys.unn.ru

При изучении влияния отжига в вакууме на структуру ближнего порядка и свойства аморфного кремния [1] нами был получен кремний со структурой ближнего порядка, отличной от тетраэдрической. Новый материал оставался аморфным, однако, согласно электронографическим исследованиям и данным ультрамягкой рентгеновской спектроскопии в таком материале большая часть атомов кремния должна находиться в sp^2 -гибридном состоянии.

Позднее, по аналогии с аллотропными формами углерода, мы предположили, наличие sp^2 -гибридизации в кремниевых нанопроволоках (КНП), с толщиной менее 100 нм. Последние сейчас привлекли большое внимание из-за своих интересных квантовых свойств, хорошо известных для углеродных нанотрубок.

Как в теоретических, так и экспериментальных работах, посвященных кремниевым нанопроволокам [2-7], предполагается, что они имеют аморфную или алмазоподобную структуру. Это может быть оправдано, когда проволоки формируются такими методами, как литография и анизотропное травление. Однако, для самоформирующихся квантовых проволок, выращенным при свободном осаждении пара, предполагается формирование структуры, сильно отличающейся от объемного кристалла.

Кристаллический кремний не имеет какой-либо тенденции к одномерному росту, так как нет предпочтительного направления связанного с алмазоподобной решёткой. Образование sp^3 -связи в кремнии ведет к четырехкратной координации с эквивалентными направлениями для роста. Это отличается от случая углерода, у которого имеются формы с sp - и sp^2 - конфигурацией, имеющего теоретически имеет различные формы 1D структур. Как небольшие кластеры, углерод растет в форме линейных цепочек или моноклических колец.

В настоящее время важной технологической задачей является, получение наноразмерных кремниевых проволок контролируемым способом, используя стандартные шаги полупроводникового производства. Данная проблема, очень актуальна для фундаментальной науки низкоразмерных систем, особенно кремниевых. И открывает новые перспективы функционального обновления электронных приборов. В частности, предложено использование квантовых нанопроволок для разработки одномерного (1D)

квантово проволочного высокоскоростного полевого транзистора и светоизлучающих устройств с экстремально низким потреблением энергии [8].

В развитие вышеизложенного, в данной работе мы сообщаем о получении кремниевых нанопроволок методом электроннолучевого испарения (ЭЛИ), на установке ВУ-1А. Кремниевый пар осаждался на (0001) плоскость графита. Исследование топографии полученных образцов осуществлялось на установке сканирующей туннельной микроскопии Omicron MultiProbe STM, в сверхвысоком вакууме. Для понимания процесса формирования наблюдаемых нами квазиодномерных объектов, были построены модели и рассчитаны энергетические спектры кремниевых нанопроволок, имеющих различную структуру. Моделирование атомной структуры кремниевых нанопроволок выполнялось в программе HyperChemTM v.6.03. Для оптимизации геометрии использовался метод молекулярной механики MM+. Расчеты энергетического спектра смоделированных структур выполнялись по программе Gamess v.6 с применением полуэмпирического метода расчета PM3 в приближении самосогласованного поля.

На рис. 1 показано изображение кремниевых нанопроволок, на поверхности высокоориентированного пиролитического

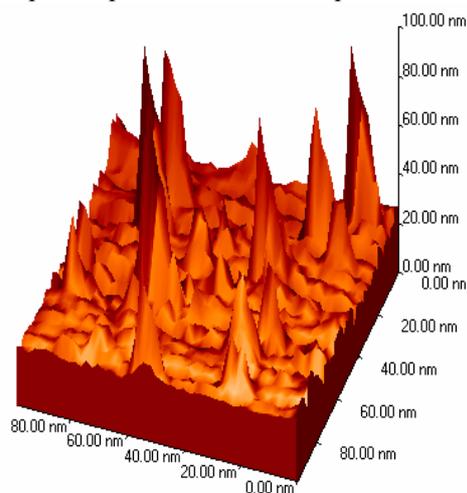


Рис. 1 3D изображение кремниевых нанопроволок на поверхности высокоориентированного пиролитического графита.

графита (скан 90×90 нм²), полученных методом ЭЛИ. Как можно видеть на поверхности

обнаруживаются скопления объектов, имеющих схожую между собой неправильную игловидную форму и расположенных перпендикулярно подложке, с неоднородной концентрацией ($\sim 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) по всей поверхности.

На наш взгляд такая форма наблюдаемых нанопроволок, связана с тем что мы видим некую свертку формы зонда и КНП. Для исследуемых образцов, мы наблюдали разброс в геометрических размерах нанопроволок. Латеральные размеры игл варьировались в пределах от 4 до 10 нм, а высота - от 20 до 90 нм.

Очевидно, что нужно искать альтернативу 3D алмазной структуре для объяснения, почему кремниевый пар может осаждаться в форме нанопроволок. Мы предположили, что рост проволок осуществляется вдоль определенной оси с

продолжаться предпочтительно в одном направлении с формированием других ячеек Si_{24} . Этот рост не происходит во всех направлениях, так как ячейка Si_{24} анизотропна. Поскольку диаметры наблюдаемых проволок больше, чем диаметр ячейки Si_{24} , можно рассматривать два процесса с разными скоростями роста: 1 – рост вдоль оси проволоки, 2 – рост поверхностного слоя.

Для ячейки Si_{24} мы провели расчеты энергетического спектра. Вычисления производились для одной ячейки и более. Спектр энергии был рассчитан для трех случаев (рис. 2): (а) свободные связи ненасыщенны; (б) связи на торцах структуры заполнены водородом; (в) все свободные связи заполнены водородом. Обнаружено, что для случая (в), наблюдается наибольшее значение энергии ширины запрещенной зоны.

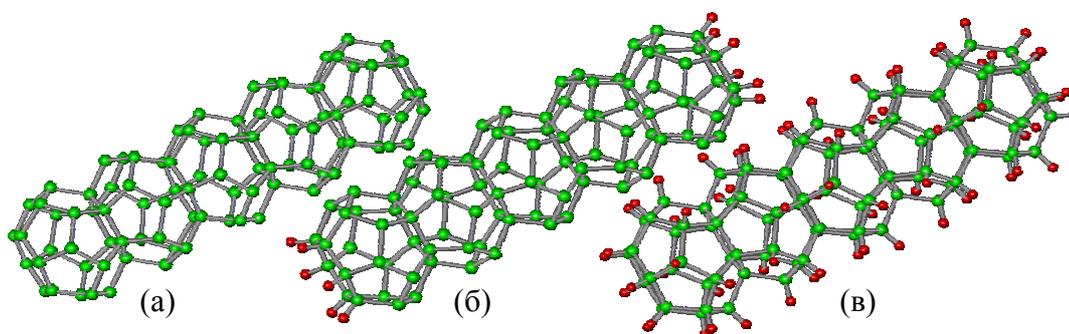


Рис. 2 Модель кремниевой нанопроволоки. (а) – свободные связи ненасыщенны; (б) связи на торцах структуры заполнены водородом; (в) все свободные связи заполнены водородом.

предпочтительным направлением, нормальным к подложке, и атомная структура нанопроволок отлична от чисто тетраэдрической. Также при моделировании применялось топологическое ограничение, заключаемое в том, что могут встречаться только пяти- и шестичленные кольца, тогда как другие кольца образуют высоко деформированные неустойчивые связи.

Взяв в расчёт выше сказанное, мы построили и оптимизировали несколько однослойных линейных полиэдрических цепочек ячейка Si_{12} полимерная структура (12 атомов в каждой ячейке), ячейка Si_{15} полимерная структуры (10 атомов на каждую ячейку), ячейка Si_{20} полимерной структуры (основанная на I_h додекаэдре, 30 атомов на каждую ячейку), и ячейка Si_{24} полимерная структура (основанная на D_{6d} икосаэдре, 36 атомов на каждую ячейку).

Согласно нашим оценкам последний вариант наиболее вероятен для структуры КНП. Он имеет выделенное направление (ось шестого порядка), оптимизированные длины связей ($\sim 2.35 \text{ \AA}$) и валентные углы ($\sim 107^\circ$) и обладает наибольшей энергией связи на атом, по сравнению с остальными структурами. После зарождения первой ячейки, рост может

Для ячейки Si_{24} увеличение количества атомов от 24 до 96 атомов приводит к быстрому уменьшению ширины запрещенной зоны. Для нанопроволоки с ненасыщенными свободными связями ширина запрещенной зоны 2.27 эВ .

- [1] Хохлов А.Ф., Машин А.И. Аллотропия кремния: Монография/Н.Новгород: Изд-во Нижегородского государственного университета им. Н.И.Лобачевского, 2002.
- [2] Saitta A. M., Buda F., Giaquinta P. V.// Phys. Rev. B 53, 1446 (1996).
- [3] Ng V., Ahmed H., Shimada T.// Appl. Phys. Lett. 73, 972 (1998).
- [4] Zhou G. W., Zhang Z., Yu D. P.// Appl. Phys. Lett. 73, 677 (1998).
- [5] Papadimitriou D. Nassiopoulou A. G.// J. Appl. Phys. 84, 1059 (1998).
- [6] Bagraev N. T., Chaikina E. T., Malyarenko A. M.// Solid- State Electron 42, 1199 (1998).
- [7] Li B., Yu D., Zhang S.-L.// Phys. Rev. B 59, 1645 (1999).
- [8] H. Sakaki, Jpn. J. Appl. Phys. 19, L735 (1980)

Исследование методами СЗМ и эллипсометрии начальных стадий формирования титан- и оловооксидных нанопленок на Si/SiO₂

В.П. Дорофеев, Е.А. Соснов, А.А. Малыгин

Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет),
Московский пр. 26, г. Санкт-Петербург, 190013, Россия
e-mail: sosnov@lti-gti.ru

Эллипсометрия и сканирующая зондовая микроскопия (СЗМ) имеют чрезвычайно высокую чувствительность к изменению структуры плоской гладкой поверхности твердого тела, позволяя обнаруживать объекты субмонослойной высоты. Эллипсометрические исследования дают возможность определять эффективную толщину субмонослойных покрытий, практически не позволяя судить об их строении. Напротив, методами СЗМ сложно определить толщину сплошных пленок, но возможно получение обширной информации о структуре и свойствах поверхности. Следовательно, представляет интерес совместное использование методов эллипсометрии и СЗМ для исследования процессов “зарождения” на поверхности твердого тела новой фазы формирующегося слоя.

Указанными методами исследованы начальные стадии формирования титан- и оловооксидных нанослоев, синтезированных на поверхности окисленного Si(100) методом молекулярного наслаивания (МН) [1]. Для подготовки матрицы пластины Si(100) после очистки раствором HF подвергали длительному окислению концентрированной HNO₃. Толщина собственного окисла по данным эллипсометрии составляла ~3 нм. Синтез осуществляли в проточно-вакуумной установке путем попеременной обработки подложки парами галогенида (TiCl₄ или SnCl₄) и H₂O с последующим удалением избытка газообразного реагента и продуктов реакции до остаточного давления не выше 1 Па. Времена выдержки реагентов составляли 1 мин., кроме случаев, указанных особо.

Для изучения формирующихся на матрице структур использовали сканирующий зондовый микроскоп Solver P47 Pro (НТ-МДТ, Россия). Исследования осуществляли методами АСМ в полуконтактном режиме (tapping mode) в воздушной среде. Разрешающая способность прибора составляла 20 нм латерально и 0,1 нм в вертикальном направлении. Эллипсометрические измерения осуществляли на лабораторном нуль-эллипсометре с He-Ne лазером ($\lambda=632,8$ нм), собранном по схеме PCSA [2], на воздухе при угле падения луча 70°. Чувствительность прибора составляла 0,1 нм.

Эллипсометрическим методом установлено, что в интервале температур синтеза (T_c) 200-235°C толщина титаноксидного нанопокрывтия ($d_{эфф}$), формирующегося на поверхности системы Si/SiO₂, практически не зависит от температуры,

а при $T_c > 235^\circ\text{C}$ $d_{эфф}$ снижается вследствие частичного дегидроксилирования подложки. Изменение толщины пленки от числа циклов обработки представлено на рис.1. С увеличением числа циклов до 5 наблюдается уплотнение покрытия, сопровождающееся скачкообразным уменьшением $d_{эфф}$ до 0,39 нм. Такое изменение структуры пленки может быть вызвано тем, что после 5 циклов МН на поверхности матрицы синтезирован титаноксидный нанослой, достаточный для формирования кристаллической ячейки анатаза ($a=0,373$ нм) [3]. Последующее затухание роста титаноксидного покрытия вызвано неустойчивостью гидроксильного покрова вновь формирующейся поверхности [4].

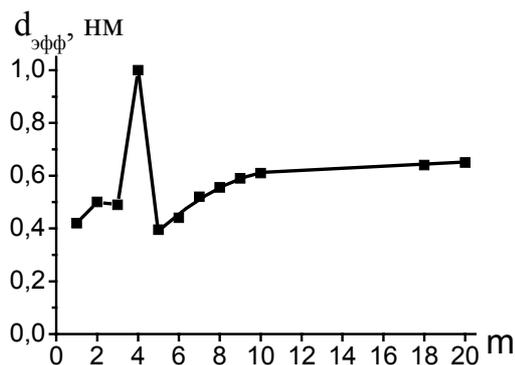


Рис. 1. Зависимость эффективной толщины титаноксидного нанослоя от числа циклов МН ($T_c = 225^\circ\text{C}$).

АСМ-исследования в режиме фазового контраста образцов с различным числом циклов МН (рис.2а) указывают на образование в выбранных условиях синтеза на поверхности системы Si/SiO₂ сплошных титаноксидных покрытий.

Эллипсометрические исследования процесса синтеза оловооксидных нанопленок показали, что в интервале 200-250°C с ростом T_c наблюдается увеличение $d_{эфф}$ формируемого за 1 цикл обработки покрытия, вызываемое термоактивацией химической реакции (ХР) паров SnCl₄ с гидроксильрованной поверхностью матрицы. Однако, несмотря на термоактивацию, низкая скорость взаимодействия SnCl₄ с гидроксогруппами для достижения практически полного протекания ХР потребовала увеличения времени выдержки подложки в парах галогенида до 2 мин (при $T_c=230^\circ\text{C}$). $d_{эфф}$ в этом случае

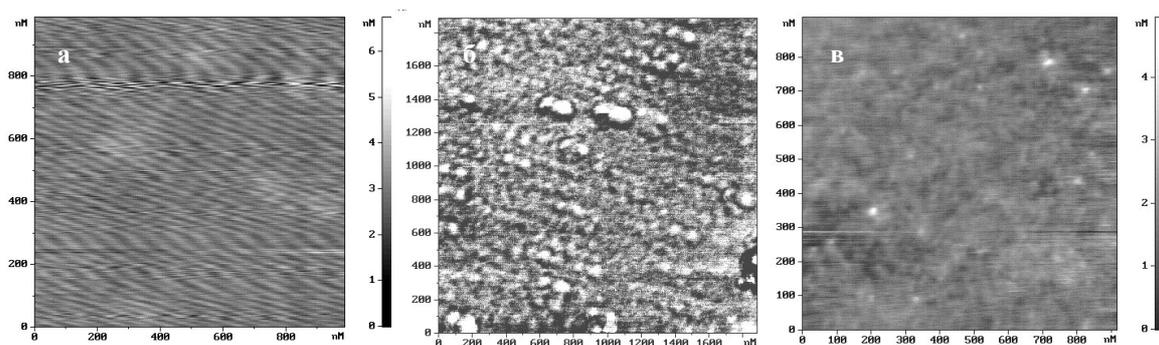


Рис. 2. АСМ-реконструкции поверхности образцов с элементоксидными нанопленками различной толщины:
 а – титаноксидный слой (10 циклов МН, $T_c=225^\circ\text{C}$);
 б – оловооксидный слой (режим фазового контраста, 1 цикл МН, $T_c=250^\circ\text{C}$, время выдержки в парах SnCl_4 – 1 мин.)
 в – оловооксидный слой (35 циклов МН, $T_c=230^\circ\text{C}$, время выдержки в парах SnCl_4 – 2 мин.);

составляет 0,236 нм. При $T_c > 250^\circ\text{C}$ происходит снижение $d_{\text{эф}}$ за счет заметного дегидроксилирования поверхности подложки. Увеличение числа циклов обработки во всем исследованном интервале T_c приводит к линейному увеличению толщины нанопокрывтия.

Анализ поверхности методами СЗМ позволил установить, что в случае неполного заполнения матрицы оловооксидным монослоем при исследовании в режиме фазового контраста наблюдается появление «островков» со средним латеральным размером ~ 50 нм, не имеющих соответствующих им объектов на АСМ-реконструкции топографии образца (рис. 2б). Отсутствие «островковых» структур, очевидно, связано с их субмонослойной высотой. По-видимому, «островки» представляют собой монослойные двумерные образования, при формировании которых происходит перестройка приповерхностной области подложки, сопровождающаяся изменением ее оптических характеристик [5].

Повышение степени заполнения матрицы оловооксидным слоем, либо увеличение числа циклов МН приводит к практически полному совпадению топографических и фазово-контрастных изображений поверхности (рис.2в),

что позволяет предположить механизм формирования оловооксидного нанослоя - при малом заполнении поверхности образуются двумерные «островки», с повышением степени заполнения сливающиеся в сплошную пленку.

Работа выполнена в рамках гранта Президента РФ «Ведущие научные школы России», проект НШ 2236.2003.3 «Химия высокоорганизованных веществ», при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты 04-03-32048 и 05-03-32056) и программ Минобразования и науки России.

- [1] Алесковский В.Б. Химия надмолекулярных соединений. – СПб.: Из-во СПбГУ, 1996, 256 с.
- [2]. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. – М.: Мир, 1981, 583 с.
- [3]. Кольцов С.И. // Журн. прикл. химии. - 1969, Т.42, № 5, С.1023-1028.
- [4] Дорофеев В.П., Малыгин А.А., Кольцов С.И. // Журн. прикл. химии. - 2004, Т.77, № 7, С.1077–1081.
- [5] Кольцов С.И., Громов В.К., Алесковский В.Б. // Эллипсометрия – метод исследования поверхности. - Новосибирск: Наука, 1983, С.73–76.

Нелинейная динамика самоорганизации гексагональных ансамблей пор при анодном травлении металлов и полупроводников.

В.И.Емельянов¹, В.В.Старков²

¹Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия.

²Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, 142432, Московская обл., г. Черноголовка, Россия.
e-mail: starka@ipmt-hpm.ac.ru

Развита нелинейная дефектно-деформационная (ДД) теория образования упорядоченных структур пор при анодном травлении полупроводников и металлов, основанная на представлении о генерации и самоорганизации междоузлий и вакансий в процессе анодного травления. Процесс состоит из пяти этапов. На **первом этапе** происходит генерация точечных дефектов (междоузлий и вакансий) и образование приповерхностного дефектно-обогащенного слоя толщины h . В случае полупроводника роль h играет толщина приповерхностной области пространственного заряда (ОПЗ) $h_{\text{ОПЗ}}$. На **втором этапе**, в результате развития ДД неустойчивости [1], из изначального спектра флуктуационных ДД решеток с волновыми векторами q , случайно распределенными как по величине, так и по направлениям на поверхности, нарастает полоса ДД решеток с центром в точке $q = q_m$, где $q_m \approx 3/h$ волновое число, соответствующее максимальному инкременту ДД решеток. На **третьем этапе**, за счет нелинейного трехрешеточного взаимодействия, образуется ансамбль триад ДД решеток, в каждой из которых волновые векторы решеток равны по величине и образуют правильный треугольник, случайным образом ориентированный на поверхности. На **четвёртом этапе**, за счет взаимодействия между ДД триадами, происходит их ориентационное упорядочение. Этот процесс описывается в терминах коллапса спектра ДД решеток в угловом q -пространстве, приводящего к образованию трех континуумов волновых векторов, в каждом из которых векторы коллинеарны друг другу и составляют углы 60 градусов с векторами двух других континуумов. Модули коллинеарных векторов в каждом континууме лежат внутри полосы усиления ДД решеток с центром в q_m . Наконец, на **пятом этапе**, независимо в каждом из трех континуумов, происходит сужение и коллапс спектра ДД решеток в скалярном q -пространстве в δ -функцию, центрированную в центре полосы усиления. В процессе сужения и коллапса полосы усиления дополнительно происходит непрерывный сдвиг центра полосы в

сторону меньших значений q ("красный сдвиг"). В результате этих пяти этапов ДД самоорганизации спектр ДД решеток трансформируется в шесть δ -образных максимумов, лежащих эквидистантно друг относительно друга на круге в двумерном q -пространстве. Такому спектру соответствует идеальная гексагональная поверхностная ДД структура. Симметрия и периодичность ансамбля пор повторяют симметрию и периодичность этой затравочной ДД структуры.

На рисунке 1 представлено сравнение расчётной пористости гексагональной ДД структуры от концентрации легирующей примеси с экспериментальными данными по анодному травлению кремния. Период доминирующей ДД решетки $d = 2\pi/q_m$ определяет межпоровое расстояние $d \approx 2h = 2h_{\text{ОПЗ}}$. Для Si это предсказание ДД теории соответствует экспериментальным результатам в широкой области изменения межпорового расстояния: от макро до мезопор.

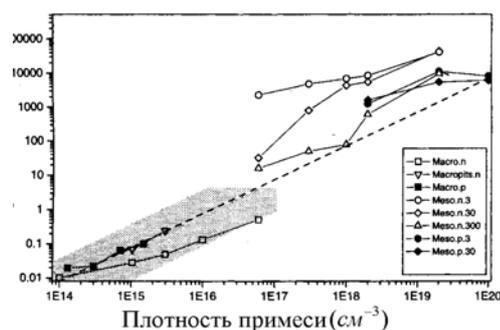


Рис. 1. Поверхностная плотность числа пор в Si в зависимости от концентрации легирующей примеси. Пунктирная линия соответствует рассчитанной плотности гексагональной структуры пор с межпоровым расстоянием $2h_{\text{ОПЗ}}$, где $h_{\text{ОПЗ}}$ -толщина ОПЗ [2]. На вставке обозначены тип материала (p, n), масштаб межпорового расстояния (макро- и мезопоры) и плотность тока травления (mA/cm^2).

Продемонстрировано соответствие полученных результатов с экспериментальными данными по

динамике спонтанного образования квазигексагональных ансамблей пор в Si и идеальных гексагональных ансамблей в Al (Al_2O_3).

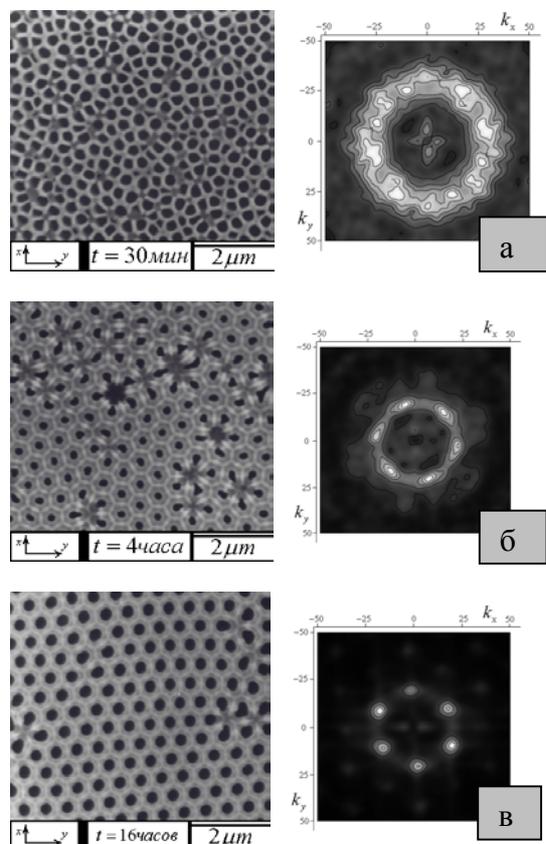


Рис.2. SEM снимки поверхности Al_2O_3 , контактной с поверхностью Al [3], сделанные при трех длительностях процесса анодирования Al и соответствующие им Фурье-спектры. а) 30 минут анодирования; б) 4 часа анодирования; в) 16 часов анодирования.

В соответствии с ДД механизмом при анодировании Al затравочная ДД структура образуется и эволюционирует на поверхности Al, контактирующей с окислом, а поры нуклеируют на контактной поверхности окисла с раствором и затем прорастают в его объем. Поэтому в процессе окисления система пор на контактной поверхности окисла может постоянно (вплоть до окончания финального 5-го этапа) подстраиваться под эволюционирующую на контактной поверхности металла ДД структуру. Конечное распределение пор при этом представляет собой реплику финального ДД распределения и имеет идеальную гексагональную симметрию (рис. 2в). Видно также, что с течением времени происходит уменьшение радиуса кольца в Фурье-спектре “красный сдвиг”, предсказываемый ДД теорией.

Динамика спонтанного развития структуры нуклеационных центров при анодном травлении кремния представлена на рис.3. Рис.3а соответствует 3-му и частично 4-му этапу, а

Рис.3б – концу четвертого этапа эволюции затравочной ДД структуры (завершение углового коллапса). Следовательно, за время $t_T=30$ мин угловой коллапс спектра успевает произойти, а коллапса в скалярном q -пространстве не происходит.

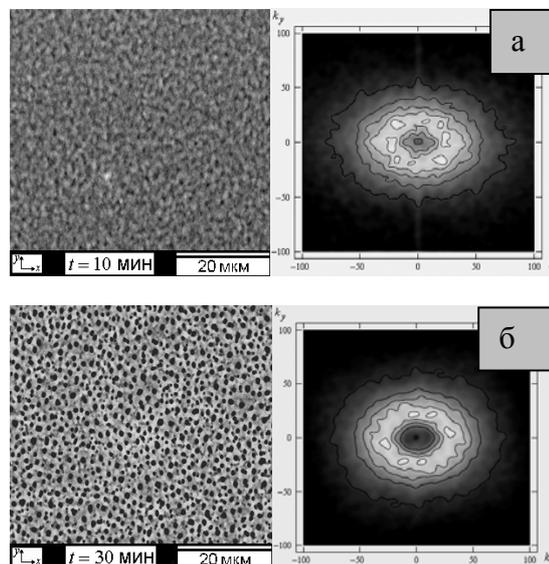


Рис.3. SEM снимки поверхности Si, контактной с травителем, сделанные при двух длительностях процесса травления и соответствующие Фурье-спектры [4].

После начала глубокого травления пор по местам скоплений вакансий в ДД структуре распределение пор в Si, из-за высокой скорости их травления в этом материале, перестает зависеть от дальнейшей эволюции ДД структуры. В результате, конечное распределение пор в Si соответствует распределению ДД ячеек на ранней стадии ДД эволюции и поэтому обладает низкой когерентностью.

Таким образом, развитая в настоящей работе ДД теория образования гексагональных ансамблей пор при анодном травлении полупроводников и металлов позволяет интерпретировать совокупность имеющихся экспериментальных данных как по динамике образования гексагональных ансамблей пор в Al_2O_3 и Si, так и по их статическим характеристикам (межпоровое расстояние, симметрия и когерентность).

[1] Емельянов В.И. Квантовая электроника, т. **28**, N1, 2-18(1999).
 [2] V.Lehmann, R.Stengl, A.Luigart, Materials Science and Engineering, **B69-70** p. 1127(2000).
 [3] Masuda H.,Yada K., Osaka A., Jpn.J.Appl.Phys. V. **37**. P. L1340(1998).
 [4] V.I.Emel'yanov, K.I.Eriomin, V.V.Starkov, E.Yu.Gavrilin, Laser Physics, v.**13**, N11, pp.1442-1452(2003).

Наноструктуры на поверхности алмазоподобных пленок a-C:H: особенности формирования в СЗМ и физические свойства

В.Д. Фролов, С.М. Пименов, Е.В. Заведеев, В.И. Конов

Центр естественно-научных исследований Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
ул. Вавилова 38, Москва, Россия
e-mail: frolov@ran.gpi.ru

Алмазоподобные (a-C:H) пленки были испытаны на предмет наномасштабных модификаций под действием электрического поля зонда сканирующего зондового микроскопа (СЗМ). Исходные пленки толщиной 1 мкм были выращены методом радиочастотного тлеющего разряда в присутствии C_2H_2 на кремниевой подложке. При использованных режимах плотность пленки составляла $\sim 2 \text{ г/см}^3$, поверхностное сопротивление $\sim 10^6 \text{ Ом/}\square$, процентное содержание sp^3 связей в пленке $\sim 50\%$, твердость $\sim 2000 \text{ кг}\cdot\text{мм}^{-2}$. Эксперименты проводились с помощью СЗМ Solver P47. В работе использовались проводящие зонды – кремниевые кантилеверы серии NSG 11, покрытые тонким слоем Ti, TiO, или Pt.

Регистрация рельефа поверхности до и после воздействий проводилась в полуконтактном режиме. В процессе литографии зонд сканировался вдоль заданной линии в контактном режиме. В ходе сканирования между образцом и заземленным зондом прикладывалась серия от $N=1$ до 5000 прямоугольных импульсов напряжения длительностью от $T=0,1$ мс до 1000 мс (основной объем данных получен при $T=1-5$ мс), амплитудой $|U|$ до 10 В и различной полярностью. Воздействия осуществлялись в точках, расстояние между которыми (шаг) варьировался в пределах $\Delta=6-60$ нм. Дополнительно к топологическим измерениям были проведены исследования *механических* и *электрических* свойств модифицированных областей поверхности, а также *глубины модифицированного* слоя путем травления пленки в растворе хромпика $K_2Cr_2O_7\cdot H_2SO_4$ и повторного измерения профиля данной области.

Исследования поверхности показали, что если амплитуда импульсов $|U|$ превышает ~ 5 В, то как положительные, так и отрицательные воздействия приводят к формированию нановыступов ($\delta H > 0$) с нанометровой высотой. Вблизи порога ($U \approx 5$ В) ширина выступа $L \sim 50$ нм, и она увеличивается до $L=150-200$ нм при $|U| > 7$ В. В отличие от монополярных воздействий, использование биполярных импульсов приводит к нановыступам в виде канавок. В качестве примера на рис. 1 изображена надпись 'GPI' (аббревиатура General Physics Institute) глубиной $D \sim 30$ нм в пленке. Впадины получаются только в том случае, когда положительное смещение превышает значение $U_+ \sim 5$ В, что приблизительно совпадает с порогом возникновения нановыступов при монополярных воздействиях.

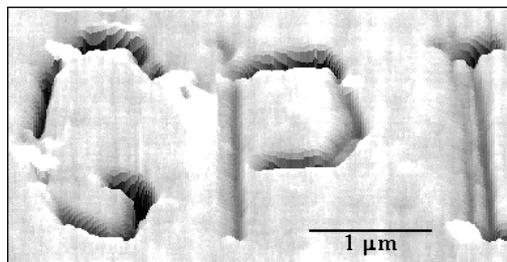


Рис.1. Нанолитография на пленке a-C:H.

Второе условие возникновения впадин – это чтобы отрицательное напряжение U_- превышало порог, значение которого зависит от амплитуды положительного смещения U_+ (отметим, что ниже этого порога образуются выступы). Характер модификаций пленок a-C:H при различных соотношениях между U_+ и U_- схематически представлена на диаграмме (рис. 2).

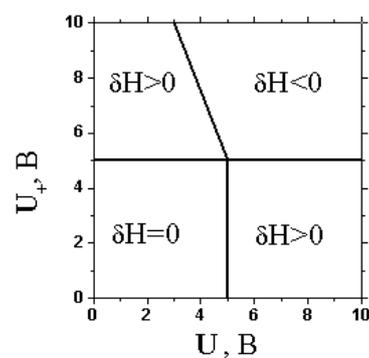


Рис.2. Схематическая диаграмма модификаций пленок a-C:H.

Сканирование в контактном режиме приводит к механическому удалению вещества с поверхности выступа так, что в результате образуется впадина. Это свидетельствует о том, что выступ образован более «мягким» материалом по сравнению с исходным материалом пленки. Согласно данным измерений латеральных сил и проведенным оценкам, напряжение сжатия σ_d , вызывающего разрушение выступа $\sigma_d < 0,16$ ГПа. Согласно данным измерений травленных

структур, плотность модифицированного материала $\sim 1 \text{ г/см}^3$.

Измерения распределения сопротивления показали суперлинейные, симметричные ВАХ как для исходной, так и для обработанной поверхностей пленки. Рис. 3 демонстрирует сравнительные профили поверхности пленки и распределения электропроводимости (тока при постоянном смещении $U_b = 5 \text{ В}$). Результат зарегистрирован после проведения двух последовательно проведенных СЗМ воздействий: (I) воздействия положительными импульсами при $X=250 \text{ нм}$ и (II) воздействия биполярными импульсами при $X=650 \text{ нм}$. В результате 1-го воздействия получился: нановыступ высотой $\sim 5 \text{ нм}$ и шириной $\sim 100 \text{ нм}$; в результате 2-го - нановпадина глубиной $\sim 12 \text{ нм}$ и шириной $\sim 200 \text{ нм}$. На рис. 3 видно, что в области выступа проводимость близка к проводимости исходной поверхности пленки, в то время как в области нановпадины она гораздо выше (на 2 порядка).

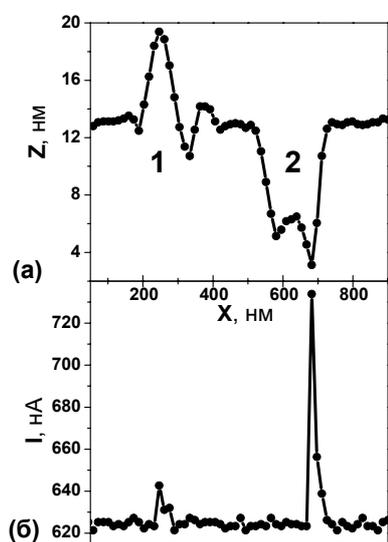


Рис.3. Локальная электропроводность участка пленки при воздействиях по параллельным линиям в сечении, перпендикулярном к линиям, $|U|=10 \text{ В}$; (1) – положительные импульсы (2) – биполярные импульсы: а) рельеф, б) ток при смещении $U_d = -5 \text{ В}$.

Наши предположения о характере формирования нановыступов под воздействием и положительных и отрицательных импульсов основываются на тепловом механизме, связанным с локальным джоулевым разогревом. В частности, мы полагаем, что в нашем случае процесс формирования нановыступов обусловлен «графитизацией», которая начинается при более низких температурах (в области контакта игла-образец), чем окисление. Тот факт, что окисление не наблюдалось во всем диапазоне приложенных монополярных импульсов напряжения (от -10 В до $+10 \text{ В}$) можно объяснить тем, что локальная температура, необходимая для интенсивного процесса окисления поверхности, не была достигнута вследствие специфики электрических свойств исследованных пленок. С

этой точки зрения должен быть дополнительный фактор («движущая сила»), который стимулировал бы локальное окисление (формирование нановпадин) в условиях литографии при биполярных импульсах. Мы полагаем, что следует учитывать заряд глубоких ловушек в DLC пленках [1] и его влияние на электростатическое притяжение между иглой и пленкой в случае биполярных воздействий. Результаты работы [2] показывают, что процесс переноса заряда может играть важную роль при регистрации ВАХ алмазоподобных пленок в СЗМ. Мы предполагаем, что во время положительного импульса ток через модифицированный слой сопровождается захватом инжектированных из контакта электронов ловушками низко проводящей фазы. Вследствие такого захвата приповерхностный слой пленки заряжается отрицательно, в результате чего во время отрицательного импульса резко увеличивается электростатическое притяжение между иглой и заряженным материалом. Если это происходит, то возможны три взаимосвязанных процесса, которые могут повлечь за собой формирование нановпадин. Во-первых, притяжение заряженной поверхности к игле может вызвать сильные механические напряжения в приповерхностном слое. Если эти напряжения превышают предел прочности модифицированного слоя (как показано выше, этот слой механически менее прочный, чем исходная пленка), может происходить отслаивание модифицированного материала подобно тому, как это реализуется при лазерном воздействии на такие же пленки а-C:H [3]. Во-вторых, притяжение иглы вызывает ее проникновение в пленку, что может привести к удалению «мягкого» модифицированного материала в ходе его «царапанья». В-третьих, из-за увеличения притяжения иглы к образцу меняются свойства контакта игла – образец, что может привести к возрастанию температуры под зондом и, как результат, стимулировать процесс окисления. Вопрос, какой из вышеперечисленных процессов играет первостепенную роль в ходе формирования нановпадин, безусловно требует дальнейших исследований.

[1] B. Druz et al., *Diam. Relat. Mater.*, **10**, 931 (2001).

[2] R.J.A. van den Oetelaar et al., *J. Appl. Phys.*, **89**, 3993 (2001).

[3] T.V. Kononenko et al., *Appl. Phys. A*, **79**, 543 (2000).

Зарядовый эффект при локальном анодировании кремния под сканирующим зондом.

Н.Г. Циркунова¹, В.Е. Борисенко¹, Г. Фукс²

¹ Белорусский Государственный Университет Информатики и Радиоэлектроники, ул. П. Бровки 6, Минск, Беларусь

² Институт Физики и Центр Нанотехнологий («CeNTech»), Мюнстер, Германия
e-mail: Natali813@yandex.ru

Процесс анодирования кремния с помощью атомного силового микроскопа (АСМ) известен с 90-х годов, одним из его основоположников является Dagata и др. [1]. Процесс АСМ анодирования характеризуется многими параметрами, одним из которых является прикладываемое напряжение. Обычно используется положительный потенциал на подложке и процесс носит название «tip-induced anodization», так как схож с электрохимическим анодированием. Ряд авторов утверждает возможность использования любой полярности при формировании окисных линий с помощью АСМ. Так Sugimura [2] продемонстрировал возможность использования отрицательного потенциала на подложке в процессе анодирования и назвал данный процесс «field-enhanced oxidation».

В этой статье мы бы хотели более подробно рассмотреть природу формирования оксида при различной полярности прикладываемого напряжения.

Кинетика процессов формирования природного оксида, а так же метод АСМ анодирования хорошо описаны Gordon [3]. По его теории, первоначально, для формирования слоя оксида, необходимо создать двойной зарядовый слой (Рис.1) на поверхности материала, который бы способствовал образованию ионов кислорода и их диффузии вглубь материала.

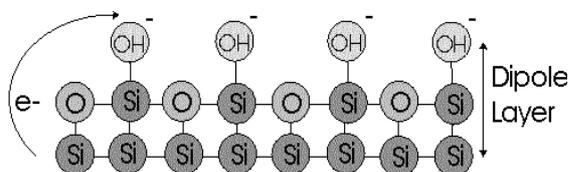


Рис.1 Двойной дипольный (зарядовый) слой на поверхности кремния

Первая стадия формирования такого слоя – это замещение, имеющихся в результате пассивации плавиковой кислотой, Si-H и Si-F связей на Si-OH. Замещение Si-F происходит достаточно быстро благодаря аналогичному типу связи Si-OH соединения. Процесс замещения Si-H связей более медленный из-за ковалентной природы данного соединения. Вторая стадия – вытягивание электронов из объема материала за счет сильной электроотрицательности OH групп,

что делает Si-OH связи поляризованными. Оказавшись на поверхности электроны, взаимодействуют с адсорбированными частицами, создавая отрицательные ионы кислорода. Таким образом, мы создаем отрицательный заряд на поверхности и положительный в объеме материала, т.е. зарядовый слой. Под действием созданного поля образованные отрицательные ионы кислорода устремляются вглубь материала формируя оксид. При использовании положительного потенциала на подложке и отрицательного на зонде мы «получаем» электроны с зонда и усиливаем созданное поле (Рис. 2).

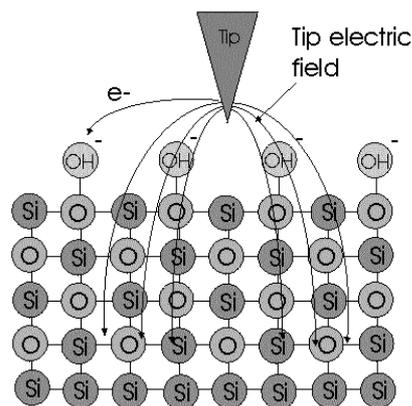


Рис.2 Увеличение электрического поля, созданного зарядовым слоем.

Итак, для проведения данного процесса нам необходимо: во-первых, электроны для формирования ионов кислорода, во-вторых – дырки для рекомбинации с ионами кислорода и формирования оксида и в третьих – электрическое поле для диффузии ионов вглубь материала.

В случае использования отрицательного напряжения на подложке, электроны, необходимые для создания зарядового слоя, вытягиваются из материала, как и в случае образования природного оксида, только процесс происходит быстрее из-за дополнительной энергии создаваемой полем. В результате мы имеем достаточное число электронов и дырок, однако нам не хватает поля, усиливающего диффузию ионов кислорода вглубь материала. Поэтому данный процесс очень медленный и может использоваться для формирования только тонких пленок, порядка 1 нм.

В качестве образцов использовались кремниевые подложки p⁺-типа проводимости ориентации (111). Перед проведением эксперимента подложки пассивировались в 1% растворе HF в течении 5 мин.

Для исследований мы использовали следующую схему (Рис.3). Первая линия (крайняя справа) формировалась в два этапа: первый – использовалось отрицательное напряжение на подложке –5 В, второй – использовалось положительное напряжение 12 В. Вторая линия формировалась используя только отрицательное напряжение –5 В, и третья линия формировалась с помощью положительного напряжения 12 В. Скорость сканирования в течении всего эксперимента была постоянной и равной 0,1 мкм/с. Формировались три такие группы линий.

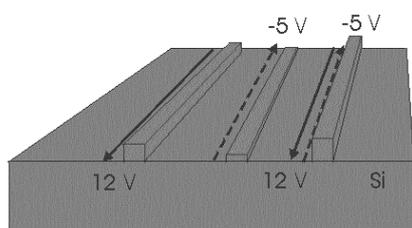


Рис.3 Схема формирования линий оксида с использованием напряжения различной полярности.

Все эксперименты проводились с помощью АСМ Nanoscope III фирмы DI и токопроводящих зондов (Si₃N₄ с титановым покрытием).

На рис.4 представлено АСМ изображение трех групп линий сформированных

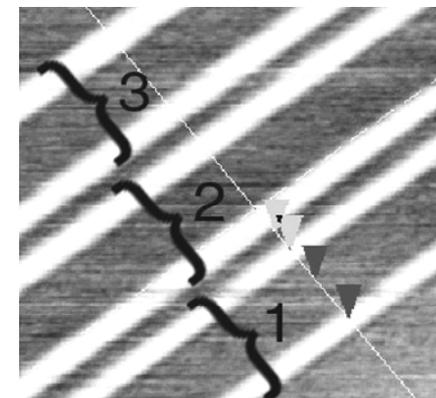
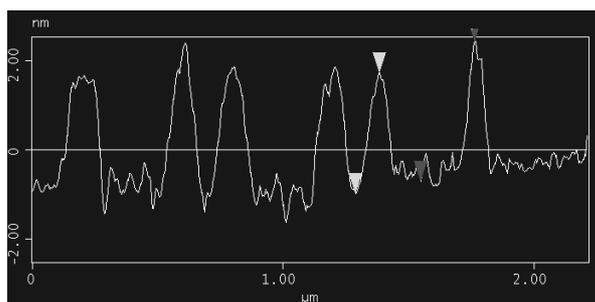


Рис.4 АСМ изображение структуры окисных линий сформированных с использованием различной полярности прикладываемого напряжения.

Чтобы определить вклад отрицательного напряжения в формирование оксида рассмотрим профиль полученных линий и вертикальные размеры структуры, изображенные на Рис.5. Из рисунка видно, что первая линия, сформированная в две стадии (использовалось сначала отрицательное, а затем положительное напряжение), имеет больший вертикальный размер наряду с линией, сформированной используя только положительное напряжение.

Surface distance	215.59 nm
Horiz distance(L)	215.44 nm
Vert distance	3.114 nm
Angle	0.828 °
Surface distance	95.806 nm
Horiz distance	95.751 nm
Vert distance	2.677 nm
Angle	1.601 °

Рис.5 Поперечный профиль окисных линий и вертикальные размеры полученной структуры.

Первоначальное использование отрицательного напряжения создает благоприятные условия для роста оксида, разрушая пассивирующие H-Si и F-Si связи. В результате, при последующем использовании положительного напряжения, мы получаем больший по объему оксид в области предварительно проэкспонированной с отрицательным напряжением.

Авторы выражают благодарность Б. Анчуковскому («NanoAnalytics», Мюнстер,

Германия) за оказание содействия в организации проводимых экспериментов.

- [1] Dagata J. A., et al., J. Appl. Phys. **32** 1288 (1993).
- [2] Sugimura H., Kitamura N., Masuhara H., Jpn. J. Appl. Phys. **33** L143 (1994).
- [3] Gordon A. E., Fayfield R. T., Liftin D. D., Higman T. K., J. Vac. Sci. Technol. B **13(6)** 2805 (1995).

Ge(Si) самоформирующиеся островки на релаксированных $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ буферных слоях.

М.В. Шалеев¹, Н.В. Востоков¹, Ю.Н. Дроздов¹, З.Ф. Красильник¹,
О.А. Кузнецов², Д.Н. Лобанов¹, А.В. Новиков¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, 603950, ГСП–105, Нижний Новгород, Россия

² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, 603950, Нижний Новгород, Россия
e-mail: shalеев@ipm.sci-nnov.ru

Введение. Интерес к структурам с Ge(Si) самоформирующимися островками во многом связан с наличием в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) этих структур сигнала в области $1.55 \mu\text{m}$. Однако, интенсивность этого сигнала при комнатной температуре не велика. Одной из возможных причин низкой температурной стабильности сигнала ФЛ в GeSi/Si(001) гетероструктурах с самоформирующимися островками является слабая локализация электронов вблизи островков [1]. Данная проблема может быть решена за счет встраивания островков в напряженный (растянутый) слой Si, который может быть сформирован на GeSi релаксированном буферном слое и будет являться потенциальной ямой для электронов. Очевидно, что изменение постоянной кристаллической решетки подложки при переходе от роста на Si(001) подложке к росту островков на релаксированном буферном слое SiGe приведет к изменению параметров островков, что, в свою очередь, должно отразиться на оптических свойствах этих структур.

В данной работе представлены исследования особенностей роста Ge(Si) самоформирующихся островков, полученных на релаксированных буферных слоях $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ ($x \sim 25\%$) в интервале температур осаждения Ge (T_g) $T_g = 550 \div 750^\circ\text{C}$.

Методика эксперимента. Структуры с градиентными ($5 \div 10\%$ / мкм) $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ буферными слоями были выращены на подложках Si(001) методом гидридной газофазной эпитаксии (ГФЭ) при атмосферном давлении. С целью уменьшения шероховатости поверхности выращенные SiGe буферные слои подвергались химико-механическому полированию (ХМП). По данным атомно-силовой микроскопии (АСМ) среднеквадратичная шероховатость поверхности релаксированных буферных слоев, подвергшихся ХМП, была невелика и не превышала 0.5 nm . Данная шероховатость, однако, оказывается несколько выше шероховатости исходных Si(001) подложек.

Рост структур с Ge(Si) островками на полученных релаксированных буферных слоях SiGe, был выполнен методом молекулярно-

пучковой эпитаксии (МПЭ). Выращенные структуры состояли из ненапряженного SiGe слоя с содержанием Ge, соответствующим содержанию Ge в верхнем слое GeSi буфера, напряженного слоя Si толщиной 2 nm , на котором формировались Ge(Si) островки. Островки были получены осаждением Ge эквивалентной толщиной $d_{\text{Ge}} = 8$ монослоев (ML) ($1 \text{ ML} \approx 0.14 \text{ nm}$). АСМ исследования морфологии поверхности структур с Ge(Si)/ $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ самоформирующимися островками были выполнены на атомно-силовом микроскопе Solver P4 с использованием бесконтактной моды.

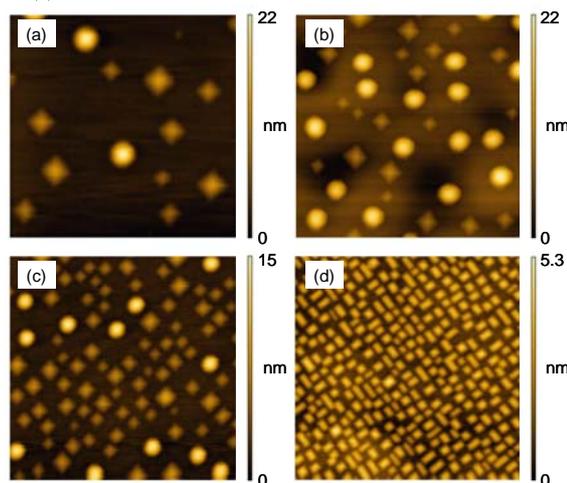


Рис. 1. АСМ снимки поверхности структур с Ge(Si)/ $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ островками, сформированными при температурах осаждения Ge (a) 700°C , (b) 650°C , (c) 630°C , (d) 600°C . Размер снимков $1 \times 1 \mu\text{m}^2$.

Результаты и их обсуждение.

Проведенные АСМ исследования структур с Ge(Si)/ $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ островками показали, что в интервале температур осаждения Ge $T_g = 630 \div 750^\circ\text{C}$ на поверхности структур наблюдаются два типа островков: пирамидальные (pyramid) и куполообразные (dome) островки (рис. 1a – c). При уменьшении T_g размеры островков уменьшаются, а их поверхностная плотность возрастает. В данном интервале T_g зависимость параметров Ge(Si)/ $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ островков от температуры роста

аналогична температурной зависимости параметров Ge(Si)/Si(001) островков (рис. 2).

При дальнейшем уменьшении T_g с 630 °C до 600 °C происходит резкое уменьшение поверхностной концентрации dome островков и появления на поверхности hut островков, которые становятся доминирующим типом островков для $T_g \leq 600$ °C (рис. 1d). В результате данного изменения морфологии островков увеличивается их суммарная поверхностная плотность и существенно уменьшается их средняя высота (рис. 2).

Аналогичное изменение морфологии поверхности (переход dome–hut) ранее наблюдалось в случае роста островков на Si подложках [2]. Однако, для Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся островков данный переход имел место в диапазоне $T_g = 550 \div 600$ °C. Как было показано в [3], образование hut островков при низких температурах осаждения Ge может быть обусловлено изменением диффузии и энергетических потенциалов для образования новых граней островков.

Еще одной возможной причиной изменения морфологии поверхности при понижении T_g может являться рост поверхностной плотности Ge(Si) островков (рис. 2b) при понижении температуры осаждения Ge. Из-за высокой поверхностной плотности rugamid островки, первоначально образующиеся на поверхности структур, могут не достигать критического объема, необходимого для их трансформации в dome островки. Как было отмечено выше, шероховатость Si_{1-x}Ge_x/Si(001) буферных слоев превосходит шероховатость исходных Si(001) подложек. Таким образом, из-за большей шероховатости поверхности плотность Ge(Si)/Si_{1-x}Ge_x островков оказывается несколько выше плотности Ge(Si)/Si(001) островков, выращенных при той же температуре (в интервале $T_g = 600 \div 650$ °C) (рис. 2b).

Еще одной причиной изменения температуры перехода dome–hut островков может являться меньшее рассогласование кристаллических решеток островка и релаксированного Si_{1-x}Ge_x буферного слоя. Меньшее рассогласование кристаллических решеток в случае роста Ge(Si)/Si_{1-x}Ge_x островков, чем в случае островков на Si(001), приводит к увеличению критического размера rugamid островков, необходимого для их трансформации в dome островки. Следовательно, уже при меньшей поверхностной плотности взаимодействие между близлежащими островками становится существенным, что препятствует переходу rugamid островков в dome и приводит к появлению hut островков.

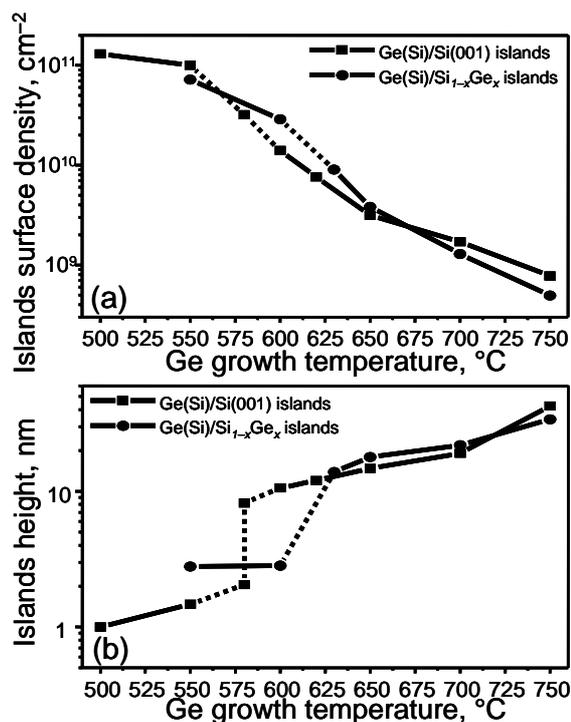


Рис. 2. Зависимости (а) средней высоты и (b) поверхностной плотности Ge(Si)/Si_{1-x}Ge_x и Ge(Si)/Si(001) островков от температуры осаждения Ge. Пунктирная линия – изменение параметров при смене типа островков.

При дальнейшем уменьшении T_g в интервале 600 ÷ 550 °C происходит уменьшение размеров и увеличение поверхностной плотности hut островков (рис. 2).

Выводы. В данной работе исследованы особенности роста Ge(Si) самоформирующихся островков на релаксированных Si_{1-x}Ge_x/Si(001) ($x \sim 25\%$) буферных слоях. Обнаружено, что в случае роста Ge(Si)/Si_{1-x}Ge_x островков, по сравнению с ростом Ge(Si)/Si(001) островков, интервал температур роста, в котором происходит изменение в морфологии островков (переход dome–hut) смещается в область больших температур. Приведены возможные причины обнаруженного смещения температурного диапазона, в котором происходит изменение типа островков.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, программы BRHE (проект Y1 P-01-05) и программ Российской АН.

- [1] A.I.Yakimov, N.P.Stepina, A.V.Dvurechenskii, A.I.Nikiforov, A.V.Nenashev, *Semicond. Sci Technol.*, **15**, 1125-1130 (2000).
- [2] Н.В.Востоков, З.Ф.Красильник, Д.Н.Лобанов, А.В.Новиков, М.В.Шалеев, А.Н.Яблонский, *ФТТ*, **46**(1), 63-66 (2004).
- [3] M.Kästner, B.Voigtländer, *Phys. Rev. Lett.*, **82**(13), 2745-2748 (1999).

Формирование упорядоченных массивов нанокластеров SiC на Si: эксперимент и компьютерное моделирование

А.А. Шмидт¹, Ф. Цималла², Т. Штауден², О. Амбахер², Ю.В. Трушин³,
Й. Пецольдт²

¹ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

² Центр микро- и нанотехнологии технического университета г. Ильменау, Германия

³ Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

e-mail: Schmidt@theory.ioffe.ru

Создание систем пониженной размерности является на сегодняшний момент одним из самых перспективных направлений современной полупроводниковой технологии. Примером таких систем, в частности, выступают массивы нанокластеров (квантовых точек), которые упорядочены в пространстве и имеют близкие линейные размеры. Эффективным методом формирования данных массивов представляется гетерогенное зарождение на различных дефектах и морфологических особенностях подложки, как искусственно созданных (например, при помощи литографии), так и естественных (например, на краях ступеней, которые неизбежно присутствуют на поверхности). В последнем случае возможно возникновение спонтанной, а не индуцированной извне, самоорганизации. Все большее внимание уделяется также изучению систем упорядоченных квантовых анти-точек, представляют собой нелинейные рассеивающие центры и влияют на фотопроводимость и проводимость в квантовых ямах [1,2].

В работе исследуется рост нанокластеров SiC на Si при осаждении атомарного углерода методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Большое рассогласование параметров решетки Si и SiC (около 20%) стимулирует рост трехмерных квантовых точек, а края ступенек на кремниевой подложке являются наиболее выгодными областями для зарождения нанокластеров. Поскольку ширина запрещенной зоны у SiC больше, чем у Si, он является одним из главных кандидатов на роль материала для создания квантовых анти-точек на кремнии. В настоящее время метод роста SiC на Si путем осаждения на кремний атомарного углерода в вакууме развит достаточно хорошо [3]. Наибольшую проблему представляет собой создание упорядоченного массива кластеров SiC. Для этого можно использовать процесс самоупорядочения на ступеньках, обнаруженный в металлах [4,5].

При помощи метода атомно-силовой микроскопии обнаружено, что при достаточно высоких температурах роста (800-900 °C), начиная с самых первых этапов роста, нанокластеры

являются объемными, а их зарождение происходит преимущественно на ступеньках (см. Рис. 1).

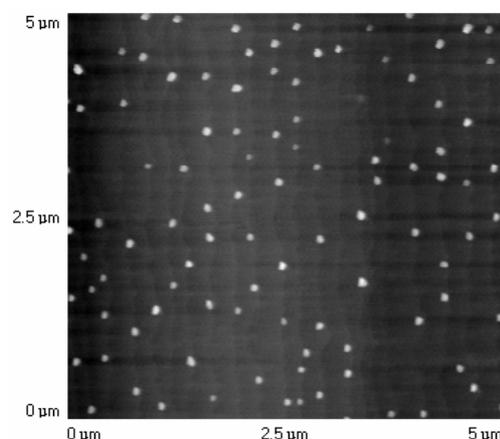


Рис. 1 АСМ изображение поверхности кремния после осаждения углерода. Кластеры SiC (светлые точки) располагаются вблизи краев террас (вертикальные линии). Масштаб по высоте – 10 нм.

Параметры роста – температура подложки (T) и поток атомов углерода (J_C) – однозначно определяют поверхностную концентрацию кластеров n , и, следовательно, среднее расстояние между кластерами $l = \sqrt{1/n}$. В то же время угол скола подложки и характер ее термической обработки задают направление ступенек и среднюю ширину террас w . В случае, если $w \approx l$ возможно самоупорядочение нанокластеров на ступеньках. Если $w \gg l$, то кластеры будут зарождаться не только на ступеньках, но и на террасах, и самоупорядочения не будет, также как и в случае $w \ll l$ [6]. Таким образом, путем подбора условий эксперимента и предварительной обработки подложки возможно создавать массивы нанокластеров с различными средними расстояниями между ними.

Для определения условий эксперимента, при которых образуются массивы нанокластеров с

заданными параметрами, использование исключительно экспериментальных методов оказывается неэффективным. Поэтому было применено компьютерное моделирование методом Монте-Карло [7], позволяющее исследовать зарождение и рост нанокластеров с учетом большого числа сопровождающих его физических процессов: поверхностной и объемной диффузии, адсорбции, десорбции и т.д. Физическая модель, лежащая в основе алгоритма моделирования, была ранее успешно применена для изучения

зарождения двумерных [8] и трехмерных [9] нанокластеров SiC на Si.

В начале было проведено моделирование процесса роста кластеров в отсутствии ступенек, что позволило определить среднее расстояние между ними при данных T и J_C . В дальнейшем моделировалось осаждение с такими же значениями T и J_C , но при наличии на поверхности подложки террас различной ширины. Результаты показаны на Рис. 2

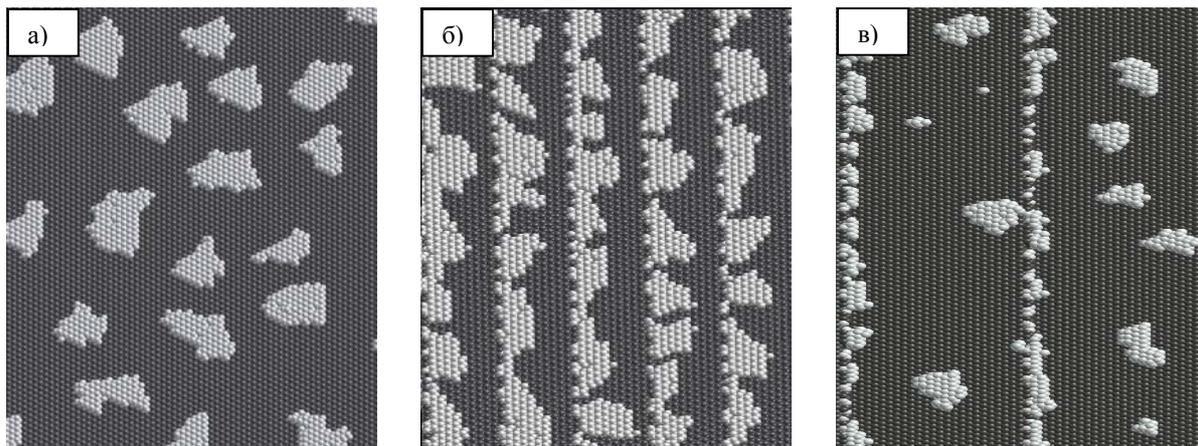


Рис. 2 Результаты моделирования: изображение части поверхности Si (темно-серый) с кластерами SiC (светло-серый); а) ступенек нет, среднее расстояние между кластерами $l = 22a$ (a - постоянная решетки Si); б) ширина террас $w = 20a$, все кластеры зарождаются на ступеньках, есть упорядочение в перпендикулярном им направлении; в) $w = 50a$, зарождение происходит не только на ступеньках, упорядочения нет.

Моделирование показало, что, используя подложки с шириной террас, приблизительно равных среднему расстоянию между кластерами, которое должно получаться на поверхности без ступенек, возможно добиться упорядочения расстояний между кластерами в направлении, перпендикулярном ступенькам. В случае большей ширины террас упорядочения не будет, а концентрация кластеров окажется ниже, поскольку часть карбида кремния образуется прямо на ступеньках, формируя цепочки SiC, как это происходит при осаждении Ag на Pt [10].

Таким образом, в работе проведено моделирование начальных этапов зарождения нанокластеров в отсутствии и при наличии ступенек и найдена зависимость среднего расстояния между нанокластерами от ширины ступенек и температуры роста. Показано, что путем подбора оптимальных параметров роста, можно добиться зарождения нанокластеров только на ступеньках, а не на террасах, что приводит к возникновению цепочек нанокластеров, расстояние между которыми контролируется шириной террас между ступеньками.

- [1] Vasiyev, Yu., Suchalkin, S., Zundel, M., Heisenberg, D., Eberl, K., and von Klitzing, K., Appl. Phys. Lett., **75**, 2942 (1999).
- [2] Jager, B. G. L., Wimmer, S., Lorke, A., Kotthaus, J. P., Wegscheider, W., and Bichler, M., Phys. Rev. B, **63**, 045315 (2001).
- [3] Scharmman, F., Maslarski, P., Attenberger, W., Lindner, J.K.N., Stritzker, B., Stauden, Th., Pezoldt, J., Thin Solid Films, **380**, 92 (2000).
- [4] Brune, H., Giovannini, M., Bromann, K., Kern, K., Nature, **394**, 451 (1998).
- [5] Picaud, F., Ramseyer, C., Girardet, C., Brune, H., Kern, K., Surf. Sci., **553**, L68 (2004).
- [6] Cimalla, V., Zekentes, K., Mater. Sci. Forum, **389-393**, 747 (2002).
- [7] Kotrla, M., Comp. Phys. Comm., **97**, 82 (1996).
- [8] Schmidt, A.A., Safonov, K.L., Trushin, Yu.V., Cimalla, V., Ambacher, O. and Pezoldt, J., phys. stat. sol. a, **201**, 333 (2004).
- [9] Schmidt, A.A., Kharlamov, V.S., Safonov, K.L., Trushin, Yu.V., Zhurkin, E.E., Cimalla, V., Ambacher, O., Pezoldt, J., будет издана в Comp. Mater. Sci.
- [10] Picaud, F., Ramseyer, C., Girardet, C., Jensen, P., Phys. Rev. B, **61**, 16154 (2000).

Особенности роста самоиндуцированных SiGe наноструктур на SiGe буфере

М.Я. Валах¹, В.Н.Джаган¹, З.Ф.Красильник², О.С.Литвин¹,
Д.Н.Лобанов², А.В.Новиков², В.А.Юхимчук¹

¹Институт физики полупроводников им. В.С.Лашкарева НАН Украины, Пр. Науки 45, Киев, 03028, Украина;

²Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603600, Россия
e-mail:yukhym@isp.kiev.ua

Эффективным методом формирования SiGe наноструктур является использование самоиндуцированного роста островков в напряженных Ge/Si гетероструктурах согласно механизму Странского-Крастанова. Как показали исследования, размеры, форма и поверхностная плотность наноструктур зависят от температуры эпитаксии, номинальной толщины осажденного Ge и скорости его осаждения [1, 2]. Варьируя эти параметры молекулярно лучевой эпитаксии (МЛЭ), можно сформировать ансамбль островков с необходимыми характеристиками. Для изменения начальных условий зарождения островков используют сурфактанты или подложки с некоторой разориентацией от кристаллографического направления (100). Другой возможный путь – это использование в качестве подложек напряженных Si_{1-x}Ge_x слоев.

Целью данной работы было исследование влияния предварительно выращенных напряженных Si_{1-x}Ge_x буферных слоев на морфологию и параметры сформированных на них наноструктур. В качестве метода исследования были использованы спектроскопия комбинационного рассеяния света (КРС) и атомная силовая микроскопия (АСМ).

Наноструктуры, исследованные в данной работе, были сформированы при температуре 700°C в процессе МЛЭ Ge на Si (001) подложках с предварительно выращенными на них буферными Si и Si_{0,9}Ge_{0,1} слоями, толщиной 200 и 10 нм, соответственно. Номинальная толщина осажденного Ge в разных образцах варьировалась от 4 до 13 МС. При сравнении параметров островков учитывался тот факт, что 2D-3D переход на напряженном Si_{0,9}Ge_{0,1} буфере происходит при меньшей толщине осажденного Ge в сравнении с Si буфером, и, как следствие, толщина смачивающего слоя в первом случае меньше, и, соответственно, возрастает количество осажденного Ge, которое идет на формирование островков [3].

АСМ исследования показали существенное отличие в морфологии островков, сформированных на Si и на Si_{0,9}Ge_{0,1} буферных слоях при осаждении 9 и 8 МС Ge, соответственно (Рис.1). При достаточно близкой в обоих случаях поверхностной плотности

островков, в образцах с Si_{0,9}Ge_{0,1} буфером островки занимают почти всю свободную поверхность. Бимодальное распределение островков по форме наблюдается в обоих случаях, однако на Si_{0,9}Ge_{0,1} буфере соотношение пирамид к куполам ($\pi/k=4/1$) значительно преобладает над соответствующим значением в случае кремниевого буфера ($\pi/k=3/5$). Существенное отличие в морфологии островков сформированных на различных буферных слоях может быть объяснено влиянием нескольких факторов. Во-первых, это влияние на формирование островков накопленных в Si_{0,9}Ge_{0,1} буферном слое механических напряжений. Во-вторых, это отличие величин поверхностной энергии Si и Si_{0,9}Ge_{0,1} буферных слоев. И последнее, это более значительная шероховатость поверхности Si_{0,9}Ge_{0,1} буферного слоя. Первые два фактора взаимосвязаны, поскольку поверхностная энергия Si_{0,9}Ge_{0,1} слоя имеет также составляющую, зависящую от напряжений, а последний фактор влияет на диффузию атомов по поверхности смачивающего слоя.

Поскольку 2D-3D переход на Si_{0,9}Ge_{0,1} буфере по сравнению с Si буфером происходит при меньшей толщине осажденного Ge, то толщина смачивающего слоя в первом случае меньше. Это приводит к тому, что диффузия атомов кремния из буфера в островки в первом случае начинается раньше. Увеличение содержания кремния в островках именно на начальных этапах их формирования влияет на последующий рост. Как было установлено нами ранее, при осаждении 4,2 МС Ge на Si формируются островки только пирамидальной формы. Последующее увеличение количества осажденного Ge приводит к постепенному увеличению размеров пирамид и при достижении ими определенного критического объема ($V_{кр}$), при котором их химический потенциал становится большим, чем у куполов, начинается трансформация в купола [4].

При осаждении Ge на Si_{0,9}Ge_{0,1} буферный слой, увеличение содержания Si в пирамидах на начальном этапе роста (в сравнении с Si буфером) уменьшает их упругую и, соответственно, полную энергию, что позволяет сохранять пирамидальную форму до значительно большего объема. То есть

возрастает критический объем $V_{кр}$ перехода пирамида-купол. Аналогичный эффект влияния повышенного содержания кремния в наноструктурах наблюдался нами при формировании островков на кремниевой подложке при повышении температуры эпитаксии до 750°C [1]. При этой температуре, за счет более значительного SiGe перемешивания, критический объем возрастал по сравнению с $V_{кр}$ для пирамид, сформированных при температурах 600°C и 700°C , и в результате они достигали значительно больших объемов, не трансформируясь в купола. Увеличение критического объема приводит к росту относительного количества пирамид, что имеет место и для образцов, исследованных в данной работе (Табл.1). Необходимо отметить, что более плотная поверхностная “упаковка”

островков приводит к их латеральному упорядочению вдоль двух взаимно перпендикулярных направлений (Рис.1, b).

Таким образом, установлено, что при выращивании островков на $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$ буфере увеличивается критический объем, при котором начинается трансформация пирамидальных островков в куполообразные. Этот результат объяснен увеличением содержания Si в островках на начальном этапе их формирования. Определены величины компонентного состава и упругой деформации в островках, сформированных на Si и $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$ буферах и оценена степень релаксации напряжений в островках за счет геометрического фактора (их трехмерности). Установлено, что наибольшая степень релаксации напряжений присуща минимальным по размерам куполообразным островкам.

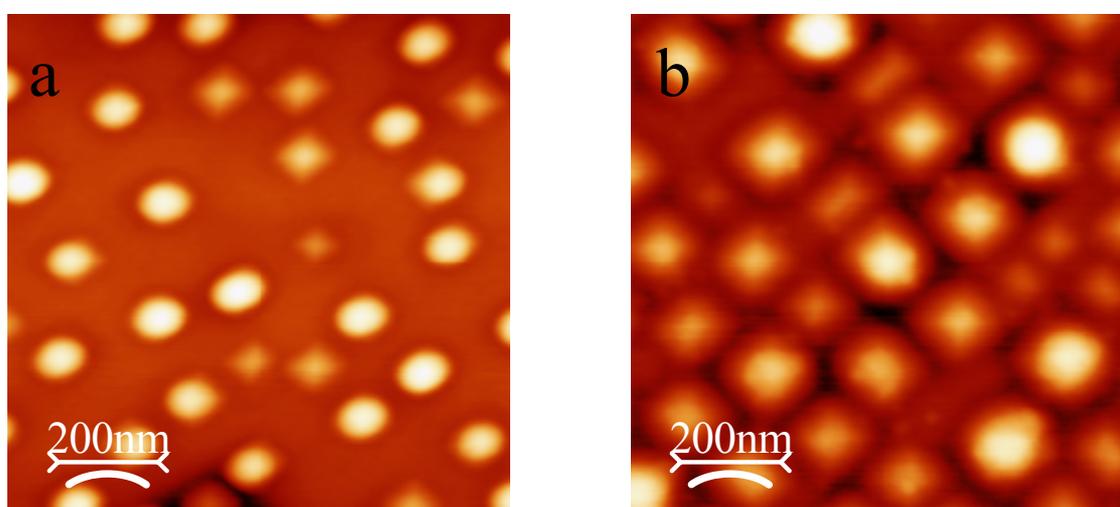


Рис.1. АСМ-изображения GeSi самоиндуцированных наноструктур, сформированных при температуре 700°C осаждением Ge на Si (a) и $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$ (b) буферные слои.

Таблица 1.

Количество монослоев Ge	Буферный слой	Поверхностная плотность, см^{-2}	Отношение количества пирамид к куполам, (п/к)	Упругая деформация $\epsilon_{//}$, %	Содержание Ge в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ островках	Степень релаксации напряжений δ , %
4,2	$\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$	$3,1 \cdot 10^9$	Только пирамиды	$-1,5 \pm 0,1$	$0,54 \pm 0,03$	30
8	$\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$	$3,3 \cdot 10^9$	4/1	$-1,3 \pm 0,08$	$0,47 \pm 0,02$	35
13	$\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$	$2,6 \cdot 10^9$	Только купола	$-0,9 \pm 0,05$	$0,39 \pm 0,02$	40
9	Si	$2,5 \cdot 10^9$	3/5	$-1,1 \pm 0,05$	$0,52 \pm 0,02$	40
11	Si	$2,1 \cdot 10^9$	Только купола	$-0,8 \pm 0,05$	$0,52 \pm 0,02$	60

[1] Krasil'nik Z.F., Lytvyn P.M., Lobanov D.N. et al. Nanotechnology, **13**, 81 (2002).

[2] Capellini G., De Seta M., Evangelisti F., J.Appl.Phys, **93**, 291 (2003).

[3] Востоков Н.В., Дроздов Ю.Н., Красильник З.Ф. и др. ФТТ, **47**, 29 (2005).

[4] Ross F.M., Tersoff J., Tromp R.M., Phys. Rev. Lett., **80**, 984 (1998).

СПИСОК УЧАСТНИКОВ

Айнбиндер Роман Михайлович

Нижегородский государственный университет
им. Н.И.Лобачевского, кафедра теоретической
физики
8312 656255
romain@inbox.ru
603950, Н. Новгород, пр. Гагарина, 23

Алексеев Александр Михайлович

Eindhoven University of Technology,
NT-MDT Co
+31 040-247-4058
alexander@ntmdt.ru
STO 2.27, Helix, TU/e, 5612AZ Eindhoven,
The Netherlands

Алешкин Владимир Яковлевич

Институт физики микроструктур РАН
8312 38-50-37
aleshkin@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Н. Новгород, 603950 Россия

Андреев Андрей Юрьевич

ООО "Сигм плюс"
095 333-33-25
auandreew@splus.ru
117342, Москва, ул. Введенского, 3

Андрюшечкин Борис Владимирович

Центр естественно-научных исследований
Института общей физики им. А.М.Прохорова
РАН
095 1328190; 1326823
andrush@kapella.gpi.ru
119991 Москва, ул.Вавилова 38, корп. Л2

Антонов Дмитрий Александрович

Нижегородский государственный университет
им. Н.И.Лобачевского, НОЦ "Физика
твердотельных наноструктур"
8312 65-87-09
antonov@phys.unn.ru
603950 Н.Новгород, пр. Гагарина 23, корп. 3

Арапов Юрий Григорьевич

Институт физики металлов УрО РАН
343 3783577
arapov@imp.uran.ru
620219 Екатеринбург, ГСП 170,
ул.С.Ковалевской,18

Артюков Игорь Анатольевич

Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН
095 132-16-66
iart@sci.lebedev.ru
119991, Москва, Ленинский пр., 53

Ахсахалян Арам Давидович

Институт физики микроструктур РАН
8312 385313
akh@ipm.sci-nnov.ru
603950, Нижний Новгород, ГСП-105

Багаева Татьяна Юлиевна

Саратовское отделение Института радиотехники
и электроники РАН
8452 271485
tb@ire.san.ru
ул. Зеленая 38, Саратов 410019

Байдусь Николай Владимирович

Центр физики Университета Миньо
(Португалия), Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского, НИФТИ
+351 969327187, 253 678 981ф
baidus@fisica.uminho.pt
Universidade do Minho, Departamento de Fisica,
4710-057 Braga, Portugal

Барабаненков Михаил Юрьевич

Институт проблем технологии микроэлектроники
и особочистых материалов РАН
095 962 – 8047
barab@ipmt-hpm.ac.ru
142432 г. Черноголовка, Московской области,
ул.Институтская, д.6, ИПТМ РАН

Барышева Мария Михайловна

Институт физики микроструктур РАН
8312 604609
maria@ipm.sci-nnov.ru
603163 Нижний Новгород, Казанское шоссе, д. 7,
кв. 133

Бахтизин Рауф Загидович

Башкирский государственный университет,
кафедра физической электроники
3472 23-65-74
raouf@bsu.bashedu.ru
450074, Уфа, ул. Фрунзе, 32

Бельков Василий Валентинович

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
РАН
812 2479989
bel@epi.ioffe.ru
194021 С.-Петербург, Политехническая, 26

Беляков Владимир Алексеевич

Нижегородский государственный университет
им. Н.И.Лобачевского
8312 65 6255
burdov@phys.unn.ru
603950, Н. Новгород, пр.Гагарина 23

Бородин Павел Александрович
Казанский физико-технический институт им.
Е.К.Завойского КазНЦ РАН
8432 319107
pborodin@mail.ru
420029, Казань, Сибирский тракт, 10/7

Бухараев Анастас Ахметович
Казанский физико-технический институт им. Е.К.
Завойского КазНЦ РАН
8432 319107, 470600
a_bukharaev@kfti.knc.ru
a_bukharaev@mail.ru
420029, Казань, Сибирский тракт, 10/7

Бушуев Владимир Алексеевич
Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова, физический факультет,
кафедра физики твердого тела
095 939-12-26
bushuev@phys.msu.ru
119992 ГСП-2 Москва, Ленинские горы, МГУ

Быков Александр Викторович
ЗАО "НТ-МДТ"
095 5352493
bykov@ntmdt.ru
Zelenograd, 124460, B-167, Moscow, Russia

Быков Андрей Викторович
ЗАО "НТ-МДТ"
095 5352493
bykovav@ntmdt.ru
Zelenograd, 124460, B-167, Moscow, Russia

Быков Виктор Александрович
ЗАО "НТ-МДТ"
095 5352493
bykov@ntmdt.ru
Zelenograd, 124460, B-167, Moscow, Russia

Быстров Сергей Геннадьевич
Физико-технический институт УрО РАН
3412 250-222
bystrov@udm.net
426035, Ижевск, ул.Репина, д.24 кв.21

Валах Михайло Якович
Институт физики полупроводников
им. В.Е.Лашкарева НАН Украины
+380 044 265 6585
Valakh@isp.kiev.ua
45, пр. Науки, 03028 Киев, Украина

Васильев Юрий Борисович
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
РАН
812 2479124
yu.vasilyev@mail.ioffe.ru
194021 С.-Петербург, Политехническая, 26

Вдовичев Сергей Николаевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 385313+192
vdovichev@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП-105

Веденев Александр Александрович
Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН
095 132-81-90
alex_ved@kapella.gpi.ru
ул. Вавилова 38, к. Л2, Москва 119991

Верёвкин Юрий Константинович
Институт прикладной физики РАН
8312 164854
verevkin@appl.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ул.Ульянова 46

Водолазов Денис Юрьевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 38-51-85
vodolazov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП-105

Вознесенский Николай Борисович
VTT Optik Ltd.
Nedsaja k., Vaerska vald, Poelvamaa, 64003, Estonia

Волков Иван Александрович
Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова, физический факультет
095 756-69-83
volkov253@yandex.ru
123458 Москва, ул. Твардовского д.23, кв. 50

Воробьев Леонид Евгеньевич
С.-Петербургский государственный
политехнический университет
812 552-9671
Lvor@rphf.spbstu.ru
195251, С.-Петербург, Политехническая ул., 29

Вылегжанина Милана Эрнестовна
Институт высокомолекулярных соединений РАН
812 3288503
xelmic@imc.macro.ru
Большой пр. В.О., д. 31, 199004, С.-Петербург,
Россия

Гавриленко Людмила Владимировна
Институт физики микроструктур РАН
8312 385037
aritany@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП-105

Гайнутдинов Радмир Вильевич
Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова
РАН
095 1351100
radmir@ns.crys.ras.ru
119333, Москва, Россия, Ленинский пр., 59

Гапонов Сергей Викторович
Институт физики микроструктур РАН
8312675313
svg@ipm.sci-nnov.ru
603950 Н.Новгород, ГСП-105

Гареев Максим Игоревич
Нижегородский государственный университет
им. Н.И.Лобачевского, кафедра теоретической
физики
8312 65-62-55
maxgareev@rambler.ru
603985, Н.Новгород, пр. Гагарина, 23

Германенко Александр Викторович
Уральский госуниверситет им. А.М.Горького
343 2 617436
Alexander.Germanenko@usu.ru
пр. Ленина 51, Екатеринбург 620083

Гилинский Александр Михайлович
Институт физики полупроводников СО РАН
3832 30-44-75
gilinsky@thermo.isp.nsc.ru
630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13

Гольденберг Борис Григорьевич
Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО
РАН
3832 394347
goldenberga@inp.nsk.su
630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 11

Горай Леонид Иванович
Институт аналитического приборостроения РАН
812 251-8600
lig@skylink.spb.ru
190103 С.-Петербург, Рижский пр. 26

Горшков Алексей Павлович
Нижегородский государственный университет
им. Н.И.Лобачевского
8312 656967
Karpovich@phys.unn.ru
603950 Н. Новгород, пр. Гагарина, 23

Грибков Борис Александрович
Институт физики микроструктур РАН
8312 385226+217
bg@ipm.sci-nnov.ru
Россия, Н.Новгород, ГСП-105

Гусев Сергей Александрович
Институт физики микроструктур РАН
8312 385313+192; +219
gusev@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП-105

Далидчик Федор Иванович
Институт химической физики им Н.Н.Семенова
РАН
095 9397259
dalidchk@chph.ras.ru
ГСП-1, Москва, 119991, ул. Косыгина, 4

Данилов Юрий Александрович
Нижегородский государственный университет
им. Н.И.Лобачевского, Научно-
исследовательский физико-технический институт
8312 65-63-65
danilov@phys.unn.ru
603950 Н. Новгород, пр. Гагарина, 23, корп.3

Данильцев Вячеслав Михайлович
Институт физики микроструктур РАН
8312 38-55-35
danil@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП-105

Дедков Георгий Владимирович
Кабардино – Балкарский госуниверситет
86622 77-45-59
gv_dedkov@mail.ru
360004, Нальчик, ул. Чернышевского, 173

Дементьев Петр Александрович
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
РАН
812 2479317
demenp@yandex.ru
194021 С.-Петербург, Политехническая, 26

Демидов Евгений Сергеевич
Нижегородский государственный университет
им. Н.И.Лобачевского
8312 656374
demidov@phys.unn.ru
603950, Н.Н. Новгород, пр. Гагарина, 23, корп.3,
каф. ЭТТ

Демина Полина Борисовна
Нижегородский государственный университет
им. Н.И.Лобачевского, Научно-
исследовательский физико-технический институт
8312 65-63-65
usk@nifti.unn.ru,
603950 Н.Новгород, пр.Гагарина, д.23, кор.3

Демиховский Валерий Яковлевич
Нижегородский государственный университет
им. Н.И.Лобачевского, кафедра теоретической
физики
8312 656255
demi@phys.unn.ru
603006, Н. Новгород, ул. М.Горького, 156-3

Дорофеев Илларион Анатольевич
Институт физики микроструктур РАН
+7-910-7934517
dorof@ipm.sci-nnov.ru
603950 Н.Новгород ГСП-105

Дорохин Михаил Владимирович
Нижегородский государственный университет
им. Н.И.Лобачевского, кафедра физики
полупроводников и оптоэлектроники
физического факультета
8312 656365
usk@nifti.unn.ru
603950 Н. Новгород, пр. Гагарина 23

Дроздов Юрий Николаевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 385535
drozdyu@ipm.sci-nnov.ru
603950 Н. Новгород, ГСП-105

Дубинов Александр Алексеевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 385037+222
sanya@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП-105

Дубровский Владимир Германович
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
РАН
812 247 9350
dubrovskii@mail.ioffe.ru
194021 С.-Петербург, Политехническая, 26

Дунаевский Михаил Сергеевич
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
РАН
812 2479317
Mike.Dunaeffsky@mail.ioffe.ru
194021 С.-Петербург, Политехническая, 26

Егоров Евгений Владимирович
Институт проблем технологии микроэлектроники
и особо чистых материалов РАН
eev@mail.ru
142432, Московская обл., Ногинский р-н,
Черноголовка, ул. Институтская, 6

Ежевский Александр Александрович
Нижегородский Государственный университет
им. Н.И.Лобачевского
8312 656475
ezhevski@phys.unn.runnet.ru
603950 Н. Новгород, пр. Гагарина, д. 23

Ельцов Константин Николаевич
Центр естественно-научных исследований
Института общей физики им. А.М. Прохорова
РАН
095 2343190
eltsov@kapella.gpi.ru
119991 Москва, ул. Вавилова, д.38, корп. Л2

Ершов Алексей Валентинович
Нижегородский государственный университет
им. Н.И.Лобачевского, физический факультет
8312 65-64-75
ershov@phys.unn.ru
603950 Н. Новгород, пр. Гагарина, д.23, корп.3

Зиганшина Суфия Асхатовна
Казанский физико-технический институт им.
Е.К.Завойского КазНЦ РАН
8432 319107
sufia@mail.ru
420029, Казань, Сибирский тракт, 10/7

Зотов Андрей Вадимович
Институт автоматизации и процессов управления
ДВО РАН
4232 310696
zotov@iacp.dvo.ru
690041, Владивосток, ул. Радио, 5

Зубков Василий Иванович
С.-Петербургский государственный
электротехнический университет (ЛЭТИ)
812 2343016
VIZubkov@mail.eltech.ru
197376, С.-Петербург,
ул. проф. Попова, д.5

Зяблов Александр Николаевич
Воронежский госуниверситет, кафедра
аналитической химии
0732 208932, 208755ф
alexz@chem.vsu.ru
394006, Воронеж, Университетская пл., 1

Иконников Антон Владимирович
Институт физики микроструктур РАН
8312 35-39-46
antikon@ipm.sci-nnov.ru
Н. Новгород, Косогорная, 16-4

Иржак Дмитрий Вадимович
Институт проблем технологии микроэлектроники
и особо чистых материалов РАН
095 52-44058
irzhak@ipmt-hpm.ac.ru
142432, Московская обл., Ногинский р-н,
Черноголовка, ул. Институтская, 6

Исхаков Рауф Садыкович
Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН
3912 494556
rauf@iph.krasn.ru
660036 Красноярск, Академгородок

Каган Мирон Соломонович
Институт радиотехники и электроники РАН
095 203-48-12
kagan@mail.cplire.ru
125009 Москва, Моховая, 11, строение 7

Карбань Оксана Владиславовна
Физико-технический институт УрО РАН
3412 216933
salam@otf.pti.udm.ru
Кирова 132, Ижевск, 426033, Россия

Киселев Александр Николаевич
Нижегородский государственный университет
им. Н.И.Лобачевского, НОЦ "Физика
твердотельных наноструктур"
8312 658709
kiselev@phys.unn.ru
603950, Н. Новгород, пр. Гагарина, 23/3

Кислинский Юлий Вячеславович
Институт радиотехники и электроники РАН
095 203 09 35
yulii@hitech.cplire.ru
125009 Москва, Моховая ул., д. 11, стр. 8

Кленов Николай Викторович
Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова, физический факультет
095 939-43-51
cryo268a@phys.msu.ru
119992, Москва, Ленинские Горы, 1

Климов Евгений А.
Eindhoven University of Technology
+31 040-247-4058
e.klimov@tue.nl
STW 0.13, TU/e, 5612AZ Eindhoven,
The Netherlands

Клюенков Евгений Борисович
Институт физики микроструктур РАН
8312 385509
Kluenkov@ipm.sci-nnov.ru
603950 Н.Новгород, ГСП-105

Кожевин Владимир Михайлович
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
РАН
812 247 2345
vmk@pltec.ioffe.rssi.ru
194021 С.-Петербург, Политехническая, 26

Козлов Дмитрий Владимирович
Институт физики микроструктур РАН
8312 385037+257
dvkoz@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП-105

Кольчевский Николай Николаевич
Белорусский государственный университет
+375 29-7745553
kolchevsky@bsu.by
ул. Кропоткина, 51-303 Минск, 220002 Беларусь

Корнилов Виктор Михайлович
Институт физики молекул и кристаллов
Уфимского научного центра РАН
3472 31-35-38
kornilov@anrb.ru
450075, Уфа, пр. Октября, 151

Коротеев Вадим Вячеславович
Институт физики полупроводников
им. В.Е.Лашкарьова НАНУ
+380 44-265-77-78
koroteyv@class.semicond.kiev.ua
пр.Науки 45, Киев 03028, Украина

Кочаровский Владимир Владиленович
Институт прикладной физики РАН
8312 164894
kochar@appl.sci-nnov.ru
603950, Н. Новгород, ул. Ульянова, 46

Красильникова Людмила Владимировна
Институт физики микроструктур РАН
8312 385037
Luda@ipm.sci-nnov.ru
603950 Н.Новгород, ГСП-105, Россия

Криницина Татьяна Павловна
Институт физики металлов УрО РАН
343 3740230
krinitsina@imp.uran.ru
620219, Екатеринбург, ГСП-170,
ул.Софьи Ковалевской, 18Б

Круглов Александр Валерьевич
Нижегородский государственный университет
им. Н.И.Лобачевского
8312 65-87-09
Kruglov@phys.unn.ru
603950, Н. Новгород, пр. Гагарина, 23, корп. 3

Кузин Сергей Вадимович
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
095 1326596
kuzin@mail.l.lebedev.ru
119991, Москва, Ленинский пр-т, 53

Кухаренко Людмила Валентиновна
Белорусский Государственный Медицинский
Университет
+375 17 2227328
lvk@europe.com
220116, Минск, Просп. Дзержинского, 83,
Беларусь

Куюмчян Армен Владимирович
Институт проблем технологии микроэлектроники
и обособленных материалов РАН
095 704-59-12
Arkuyumchyan@mtu-net.ru
aisoyan@ipmt-hpm.ac.ru
142432, Московская обл., Ногинский р-н,
Черноголовка, ул. Институтская, 6

Лазарук Сергей Константинович

БГУИР

+375 17 239 88 69

serg@nano.bsuir.edu.by

ул. П. Бровки, 6, Минск 220013

Лапшин Ростислав Владимирович

НИИ Физических проблем им. Ф.В.Лукина,
лаборатория твердотельной нанотехнологии
095 536-9379, 536-9308, 536-9324

rlapshin@yahoo.com

Россия, 124460, Москва, Зеленоград, проезд,
4806, дом 6

Латышев Александр Васильевич

Институт физики полупроводников СО РАН
3832 331080

latyshev@thermo.isp.nsc.ru

630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева 13

Лачинов Алексей Николаевич

Институт физики молекул и кристаллов
Уфимского научного центра РАН

3472 313538

lachinov@anrb.ru

450075, Уфа, Пр. Октября 151

Левичев Вадим Вячеславович

Нижегородский государственный университет
им. Н.И.Лобачевского, кафедра ФПиО

8312 65-87-09

LevichevV.V@phys.unn.runnet.ru

603950, Н. Новгород, пр. Гагарина 23

Левонян Левон Вардгесович

Ереванский государственный университет,
кафедра физики твердого тела

+374 1268 452

llevonyan@ysu.am

375025, Республика Армения, Ереван, ул. Алека
Манукяна 1

Лифшиц Виктор Григорьевич

Институт автоматизации и процессов управления
ДВО РАН

4232 220316

lifshits@iacp.dvo.ru

690041, Владивосток, ул. Радио, 5

Лобанов Дмитрий Николаевич

Институт физики микроструктур РАН
8312 385037+100

dima@ipm.sci-nnov.ru

603950, Н.Новгород, ГСП-105

Лобанова Юлия Львовна

ВНИИЭФ

+79027871618

july1@rol.ru

607188 Саров

Лопатин Алексей Яковлевич

Институт физики микроструктур РАН
8312 385313

lopatin@ipm.sci-nnov.ru

603950, г. Н.Новгород, ГСП-105

Лучин Валерий Иванович

Институт физики микроструктур РАН
8312 385313

luchin@ipm.sci-nnov.ru

603950, Н. Новгород, ГСП-105

Лысенко Вадим Григорьевич

Институт проблем технологии микроэлектроники
и особочистых материалов РАН

095 522 31 66

lyss@ipmt-hpm.ac.ru

142432 Черноголовка, Московской обл.,
Институтский пр., 4/34

Маевский Андрей Геннадьевич

ФГУ РНЦ "Курчатовский институт"

095 196-7538

exafs@nm.ru

123182, Москва, пл. Курчатова, 1

Мазов Лев Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН
8312 38 67 52

mazov@ipm.sci-nnov.ru

603950, Н.Новгород, ГСП-105

Максимов Георгий Артурович

Нижегородский государственный университет
им. Н.И.Лобачевского

8312 65-90-35

maximov@unn.ac.ru

603950 Н. Новгород, пр. Гагарина, 23

Максимов Игорь Лаврентьевич

Нижегородский государственный университет
им. Н.И.Лобачевского, физический факультет

8312 65-62-55

ilmaks@phys.unn.ru

6030956 Н. Новгород, пр. Гагарина 23

Мальшев Алексей Юрьевич

Институт прикладной физики РАН

malex@ufp.appl.sci-nnov.ru

603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, д.46

Мармалюк Александр Анатольевич

ООО "Сигм плюс"

095 333-33-25

marm@siplus.ru

117342, Москва, ул. Введенского, 3

Мартиросян М. С.

Институт проблем технологии микроэлектроники
и особочистых материалов РАН

Медников Константин Николаевич
Физический институт им П.Н.Лебедева РАН,
отделение оптики, отдел спектроскопии
095 132-63-29
mednikov@sci.lebedev.ru
119991, Россия, Москва, Ленинский пр., 53

Миронов Виктор Леонидович
Институт физики микроструктур РАН
8312 385226+241
mironov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП-105

Митрофанов Александр Викторович
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
095 135-79-21
mitrofa@sci.lebedev.ru
119991 Москва, Ленинский пр., 53

Михайлов Михаил Юрьевич
Физико-технический институт низких
температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
+380 57 330-85-07
mikhailov@ilt.kharkov.ua
61103 Харьков, пр. Ленина, 47

Молдавская Любовь Давидовна
Институт физики микроструктур РАН
8312 385535
lmd@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП-105

Морозов Юрий Александрович
Саратовское отделение Института радиотехники
и электроники РАН
8452 271485
mor@ire.san.ru
ул.Зеленая, 38, 410019 Саратов

Мурель Аркадий Викторович
Институт физики микроструктур РАН
8312 385535+177
murel@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП-105

Мытниченко Сергей Васильевич
Институт химии твердого тела и механохимии
СО РАН
3832 336289
s.v.mytnichenko@inp.nsk.su
Сибирский центр СИ при Институте ядерной
физики им. Будкера, Лаврентьева 11, 630090
Новосибирск

Нежданов Алексей Владимирович
Нижегородский государственный университет
им. Н.И.Лобачевского
8312 65-64-75
Nezhdanov@phys.unn.ru
603950 Н.Новгород, пр.Гагарина,23, корп.3

Некипелов Сергей Вячеславович
Сыктывкарский государственный университет,
кафедра физики твердого тела
8212 311152
snek@syktsu.ru
167001 Сыктывкар, Октябрьский пр., 55

Некоркин Сергей Михайлович
Нижегородский государственный университет
им. Н.И.Лобачевского, Научно-
исследовательский физико-технический институт
8312 65-63-65
nekorkin@nifti.unn.ru
603950, Н. Новгород, пр. Гагарина, 23, корп.3

Никитин Андрей Юрьевич
Институт физики полупроводников СО РАН
3832 304475
aj-nik@yandex.ru
Новосибирск, 630090 Россия

Никитов Сергей Аполлонович
Институт радиотехники и электроники РАН
095 203-9788
nikitov@cplire.ru
1250096 Москва, ул. Моховая, д. 11, корп. 7

Никитушкин Дмитрий Сергеевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 385226+217
bg@ipm.sci-nnov.ru
Россия, Н.Новгород, ГСП-105

Никифоров Александр Иванович
Институт физики полупроводников СО РАН
3832 333-286
nikif@isp.nsc.ru
Новосибирск 630090, пр.АК.Лаврентьева 13

Николенко Антон Дмитриевич
Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО
РАН
3832 39-43-47
A.D.Nikolenko@inp.nsk.su
630090 Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 11

Николичев Дмитрий Евгеньевич
Нижегородский государственный университет
им. Н.И.Лобачевского, НОЦ "Физика
твердотельных наноструктур"
8312 658709
nikolitchev@phys.unn.ru
603950 Н. Новгород, пр. Гагарина, 23

Оболенский Сергей Владимирович
Нижегородский государственный университет
им. Н.И.Лобачевского
8312 65-60-32
obolensk@rf.unn.ru
603600, Н. Новгород, пр. Гагарина

Орлова Екатерина Евгеньевна
Институт физики микроструктур РАН
8312 38 50 37
orlova@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, 603950 Н. Новгород

Панкратов Андрей Леонидович
Институт физики микроструктур РАН
8312 385226+172
alp@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП-105

Перов Анатолий Александрович
Нижегородский государственный университет
им. Н.И.Лобачевского, кафедра теоретической
физики
8312 656255
perov@phys.unn.runnet.ru
603136, Н. Новгород, ул. Ванеева, 116-107

Пестов Алексей Евгеньевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 38-53-13
pektor@ipm.sci-nnov.ru
603950, Нижний Новгород, ГСП-105

Петраков Анатолий Павлович
Сыктывкарский государственный университет
8212 436436
petrakov@syktsu.ru
167001 Сыктывкар, Октябрьский пр., 55

Полищук Ольга Витальевна
Саратовское отделение Института радиотехники
и электроники РАН
8452 271485
polischuk@soire.renet.ru
polo@ire.san.ru
ул. Зеленая 38, Саратов 410019

Полковников Владимир Николаевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 38-53-13
603950, Нижний Новгород, ГСП-105

Попов Вячеслав Валентинович
Саратовское отделение Института радиотехники
и электроники РАН
8452 234510, 271485 лаб.
popov@soire.renet.ru
popov@ire.san.ru
ул. Зеленая 38, Саратов 410019

Пунегов Василий Ильич
Сыктывкарский государственный университет
8212 222716
punegov@syktsu.ru
167001, Сыктывкар, Октябрьский пр., 55,
кафедра ФТТ

Пушкин Михаил Александрович
Московский инженерно-физический институт
095 324 96 25
pushkin@mephi.ru
115409, Москва, Каширское шоссе, 31, МИФИ,
кафедра молекулярной физики

Романова Юлия Юрьевна
Институт физики микроструктур РАН
8312 385037
jul@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП-105

Рощупкин Дмитрий Валентинович
Институт проблем технологии микроэлектроники
и особочистых материалов РАН
095 524-40-58
rochtch@ipmt-hpm.ac.ru
142432, Московская обл., Ногинский р-н,
Черноголовка, ул. Институтская, 6

Рябокоть Валерий Николаевич
ЗАО "НТ-МДТ"
095 5352493
rbk@ntmdt.ru
Zelenograd, 124460, B-167, Moscow, Russia

Рязанов Валерий Владимирович
Институт физики твердого тела РАН
095 5244421
ryazanov@issp.ac.ru
Институтская 2, Черноголовка, Московская обл.,
142432

Сабликов Владимир Алексеевич
Институт радиотехники и электроники РАН
095 526-91-93
sablikov@gmail.com
141120, Московская обл., Фрязино,
пл. ак. Введенского, 1

Салашенко Николай Николаевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 385226+190
salashch@ipm.sci-nnov.ru
603950 Н.Новгород, ГСП-105

Самохвалов Алексей Владимирович
Институт физики микроструктур РАН
8312 675037
samokh@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП-105

Сапожников Максим Викторович
Институт физики микроструктур РАН
8312 385226+171
msap@ipm.sci-nnov.ru
603950 Н.Новгород, ГСП-105

Семенов Валентин Георгиевич

С.-Петербургский государственный университет,
химический факультет
812 428-40-39
semenov@moss.pu.ru
Университетский пр. 26, Петродворец, 198504 С.-
Петербург, Россия

Сивков Виктор Николаевич

Сыктывкарский государственный университет,
физический факультет
8212 23-71-48
svn@syktsu.ru
167001, Сыктывкар, Октябрьский пр., 55

Силаев Михаил Андреевич

Институт физики микроструктур РАН
8312 681729
msilaev@ipm.sci-nnov.ru
Н. Новгород 603122, ул. Шишкова д.5/2 кв.16

Слемзин В. А.

Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН

Смехова Алевтина Геннадьевна

Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова, физический факультет
095 9391226
smeal@ok.ru
119992, Москва, Ленинские Горы, ГСП-2

Смирнов Дмитрий Сергеевич

Санкт-Петербургский Государственный
Университет Информационных Технологий,
Механики и Оптики
812 9148000
basilisk@narod.ru
195221 Санкт-Петербург, Пискаревский пр. 18-69

Смирнов Сергей Иванович

Красноярский Государственный педагогический
университет, Физический факультет
3912 27-06-28
rauf@iph.krasn.ru
Красноярск, Перенсона, 7

Смирнова Ирина Алексеевна

Институт физики твердого тела РАН
095 5222960
irina@issp.ac.ru
142432, Черноголовка, Московская обл.

Снигирев Анатолий Александрович

ESRF (European Synchrotron Radiation Facility)
+33 4 76 88 26 27
snigirev@esrf.fr
ESRF, BP 220, 6 rue Jules Horowitz, 38043,
Grenoble, France

Соболев Михаил Михайлович

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
РАН
812 247 938
m.sobolev@pop.ioffe.rssi.ru
194021 С.-Петербург, Политехническая, 26

Соболев Николай Алексеевич

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
РАН
812 2473885
nick@sobolev.ioffe.rssi.ru
194021 С.-Петербург, Политехническая, 26

Соснов Евгений Алексеевич

Санкт-Петербургский государственный
технологический институт (технический
университет)
812 2594786
sosnov@lti-gti.ru
СПб ГТИ (ТУ), Московский пр. 26, Санкт-
Петербург, 190013, Россия

Сошников Илья Петрович

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
РАН
812 2479392
ipsosh@beam.ioffe.rssi.ru
194021 С.-Петербург, Политехническая, 26

Старков Виталий Васильевич

Институт проблем технологии микроэлектроники
и особочистых материалов РАН
095 7204959+23224 , +7 916 690 5830м
starka@ipmt-hpm.ac.ru
142432, Московская обл., Ногинский р-н,
Черноголовка, ул. Институтская, 6

Столяр Сергей Викторович

Красноярский Государственный университет,
физический факультет, кафедра общей физики
3912 445420
rauf@iph.krasn.ru
660041 Красноярск, пр. Свободный 79

Субботин Александр Николаевич

ВНИИЭФ
8313 194185
subbotin@otd470.vniief.ru
607188 Саров

Суворов Эрнест Витальевич

Институт физики твердого тела РАН
095 522 1978
suvorov@issp.ac.ru
142432 Черноголовка, Московская обл.

Суханова Татьяна Евгеньевна
Институт высокомолекулярных соединений РАН
812 3288503
xelmic@imc.macro.ru
Большой пр. В.О., д. 31, 199004, С.-Петербург,
Россия

Сычев Дмитрий Анатольевич
Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО
РАН
+79139298540
sychevda@mail.ru
Новосибирск 630117 ул.Иванова д.27 кв.177

Тагиров Ленар Рафгатович
Theoretical Physics Department,
Kazan State University
8432 315342
ltagirov@mail.ru
Kremlevskaya str. 18, 420008 Kazan, Tatarstan,
Russia

Тарасенко Сергей Анатольевич
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
РАН
812 2479155
tarasenko@coherent.ioffe.ru
194021 С.-Петербург, Политехническая, 26

Теперик Татьяна Валерьевна
Саратовское отделение Института радиотехники
и электроники РАН
8452 271485
teperik@soire.renet.ru
teperik@ire.san.ru
ул. Зеленая 38, Саратов 410019

Тетельбаум Давид Исаакович
Нижегородский государственный университет
им. Н.И.Лобачевского, Научно-
исследовательский физико-технический институт
8312 65-69-14
tetelbaum@phys.unn.ru
603950 Н. Новгород, пр.Гагарина, д.23, корп.3

Тимошенко Виктор Юрьевич
Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова, физический факультет
095 9394414
timoshen@phys.msu.ru
119992 Москва, Ленинские горы

Титков Александр Николаевич
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
РАН
812 2479317
Alexander.Titkov@mail.ioffe.ru
194021 С.-Петербург, Политехническая, 26

Тихомиров Алексей А.
ЗАО "НТ-МДТ"
095 5352493
leon@ntmdt.ru
Zelenograd, 124460, B-167, Moscow, Russia

Толстихина Алла Леонидовна
Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова
РАН
095 135 11 00, 135 74 35
alla@ns.crys.ras.ru
Москва, Ленинский пр., 59

Тонких Александр Александрович
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
РАН
812 2479350
alex234@newmail.ru
194021 С.-Петербург, Политехническая, 26

Трушин Владимир Николаевич
Нижегородский государственный университет
им. Н.И.Лобачевского
8312 65-61-51
trush@phys.unn.runnet.ru
603028 Н.Новгород, ул.Авангардная, д.11, кв.33

Туловчиков Виктор Сергеевич
Нижегородский государственный университет
им. Н.И.Лобачевского, Научно-
исследовательский физико-технический институт
8312 65-63-74
Tulovchikov@phys.unn.runnet.ru
603950, Н. Новгород, пр.Гагарина 23, корп. 3

Турьянский Александр Георгиевич
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
095 132-62-68
tour@mail1.lebedev.ru
119991, Москва, Ленинский пр., 53

Удалов Олег Георгиевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 385313+217
603950, г. Н.Новгород, ГСП-105

Уздин Валерий Моисеевич
С.-Петербургский государственный университет
812 3733692
uzdin@icape.nw.ru
199178 С.-Петербург, 14 линия В.О. 29

Успенский Юрий Алексеевич
Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН
095 135-75-11
uspenski@lpi.ru
119991 Москва, Ленинский пр., 53

Устинов Владимир Васильевич
Институт физики металлов УрО РАН
343 3740230
ustinov@imp.uran.ru
620219, Екатеринбург, ГСП-170,
ул.Софьи Ковалевской, 18Б

Филатов Дмитрий Олегович
Нижегородский государственный университет
им. Н.И.Лобачевского
8312 65-87-09
filatov@phys.unn.ru
603950 Н. Новгород, пр. Гагарина, 23

Филатова Елена Олеговна
С.-Петербургский университет, НИИ физики
812 428 43 52
E.Filatova@pobox.spbu.ru
С.-Петербург, 198904

Фомин Лев Александрович
Институт проблем технологии микроэлектроники
и обособленных материалов РАН
095 5244238
fomin@ipmt-hpm.ac.ru
142432, Московская обл., Ногинский р-н,
Черноголовка, ул. Институтская, 6

Фраерман Андрей Александрович
Институт физики микроструктур РАН
8312 60 75 80
andr@ipm.sci-nnov.ru
603950 Н.Новгород, ГСП-105

Фролов Вадим Дмитриевич
Центр естественно-научных исследований
Института общей физики им. А.М.Прохорова
РАН
095 132 6498
frolov@ran.gpi.ru
Россия, Москва 119991, ул. Вавилова, д. 38

Хачатурян Гурген Каренович
Институт прикладных проблем физики НАН
Армения
+374 1245886
kgurgen@armf.net
Гр. Нерсисян 25, 375014, Ереван

Хомицкий Денис Владимирович
Нижегородский государственный университет
им. Н.И.Лобачевского, физический факультет
khomitsky@phys.unn.ru
603950 Н. Новгород, пр.Гагарина, 23, корп.3

Циркунова Наталья Григорьевна
Белорусский Государственный Университет
Информатики и Радиоэлектроники, кафедра МЭ,
Центр нанофотоники и новых материалов
+375 17 239-88-69
Natali813@yandex.ru
ул. П.-Бровка 6, 220013, Минск, Беларусь

Цыбин Николай Николаевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 385313
603950, Н.Новгород, ГСП-105

Цырлин Георгий Эрнстович
Институт аналитического приборостроения РАН
812 2479350
cirlin@beam.ioffe.ru
190103 С.-Петербург, Рижский пр. д.26

Чернов Владимир Александрович
Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО
РАН
3832 333643
v_a_chernov@hotmail.ru
630090, г.Новосибирск, Лаврентьева 11

Чернов Владислав Вениаминович
Институт физики микроструктур РАН
8312 385313
603950, Н.Новгород, ГСП-105

Черняев Антон Валентинович
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
РАН
812 5159229
a.chernyaev@mail.ioffe.ru
194021 С.-Петербург, Политехническая, 26

Чукалина Марина Валерьевна
Институт проблем технологии микроэлектроники
и обособленных материалов РАН
095 5244256
marina@ipmt-hpm.ac.ru
142432, Черноголовка

Чумаков Александр Игоревич
Европейский Центр Синхротронного Излучения
(ESRF), РНЦ "Курчатовский институт"
+33 4 76 88 23 52
chumakov@esrf.fr
ESRF BP220 38043 Grenoble, France

Чхало Николай Иванович
Институт физики микроструктур РАН
8312 385603
chkhalo@ipm.sci-nnov.ru
603950, Нижний Новгород, ГСП-105

Шабельников Леонид Григорьевич
Институт проблем технологии микроэлектроники
и особо чистых материалов РАН
095 5244081
lgs@ipmt-hpm.ac.ru
142432, Московская обл., Ногинский р-н,
Черноголовка, ул. Институтская, 6

Шалеев Михаил Владимирович
Институт физики микроструктур РАН
8312 385037+100
shaleev@ipm.sci-nnov.ru
www@Nano.NNov.Ru
603950, Н. Новгород, ГСП-105

Шалыгина Ольга Александровна
Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова, физический факультет,
кафедра общей физики и молекулярной
электроники
095 9391566
olga@vega.phys.msu.ru
119992, Москва, Воробьевы Горы

Шамирзаев Тимур Сезгирович
Институт физики полупроводников СО РАН
3832 304475
timur@thermo.isp.nsc.ru
630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева 13

Шастин Валерий Николаевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 385037
shastin@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н. Новгород, ГСП-105

Швецов Александр Владимирович
Нижегородский государственный университет
им. Н.И.Лобачевского
8312 656255
AlexShDze@mail.ru
603950 Нижний Новгород, пр.Гагарина 23

Шевелько Александр Петрович
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН,
Отделение оптики
095 132 6951
ashev@sci.lebedev.ru
Москва 119991, Ленинский пр. 53

Шегай Олег Александрович
Институт физики полупроводников СО РАН
3832 34-19-45
shegai@thermo.isp.nsc.ru
630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева 13

Шишкин Евгений Игоревич
Уральский центр коллективного пользования
"Сканирующая зондовая микроскопия"
Уральского государственного университета
им. А.М. Горького
343 2617436
eugene.shishkin@usu.ru
620083 г. Екатеринбург, пр. Ленина, д. 51

Шмаенок Леонид Айзикович
ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН
PhysTeX, Netherlands
812 2479992
phystex@knoware.nl
Политехническая, 26
194021 С.-Петербург

Шмидт Александр Александрович
Санкт-Петербургский государственный
политехнический университет
812 5565140
schmidt@theory.ioffe.ru
195176, Санкт-Петербург, Краснодарская ул., д.
17, кв. 35

Шубин Андрей Борисович
ЗАО "НТ-МДТ"
095 5352493
shubin@ntmdt.ru
Zelenograd, 124460, B-167, Moscow, Russia

Шулаков Евгений Владимирович
Институт проблем технологии микроэлектроники
и особочистых материалов РАН
095 5244081, 5222885д. 9628047ф.
shulakov@ipmt-hpm.ac.ru
142432, Московская обл., Ногинский р-н,
Черноголовка, ул. Институтская, 6

Шур Владимир Яковлевич
Уральский центр коллективного пользования
"Сканирующая зондовая микроскопия"
Уральского государственного университета
им. А.М. Горького
343 2617436
vladimir.shur@usu.ru
пр.Ленина 51, 620083, Екатеринбург, Россия

Щеглов Дмитрий Владимирович
Институт физики полупроводников СО РАН
3832 309082
sheglov@thermo.isp.nsc.ru
630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева 13

Юров Владимир Юрьевич
Центр естественно-научных исследований
Института общей физики РАН
095 132-8190
yurov@kapella.gpi.ru
119991, ГСП-1, Москва, ул. Вавилова 38, к. Л-2

Юхимчук Владимир Александрович
Институт физики полупроводников
им. В.Е.Лашкарева НАН Украины
+380 044-265-83-03
Yukhym@isp.kiev.ua
03028, Украина, Киев, пр.Науки, 45

Юшков Василий Иванович

Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН,
лаборатория магнитодинамики
3912 494681
kim@iph.krasn.ru
660036 Красноярск, Академгородок

Якунин Михаил Викторович

Институт физики металлов УрО РАН
343 3783644
yakunin@imp.uran.ru
620219, Екатеринбург, ГСП-170, ул. Софьи
Ковалевской, 18

Якушев Олег Феликсович

Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН
095 1326667
yakush@sci.lebedev.ru
119991, Москва, В-333, Ленинский пр.,53

Ясинский Валерий Маркович

Институт физики Национальной Академии Наук
Беларуси (НАНБ)
+375 17 284-14-20
vasin@dragon.bas-net.by
68, пр.Ф.Скарины, Минск, 220072, Беларусь

Ясневич Ирина Николаевна

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
РАН
812 2479974
Irina.Yassievich@mail.ioffe.ru
194021 С.-Петербург, Политехническая, 26

Demokritov Sergej O.

Institut fuer Angewandte Physik
Westfaelische Wilhelms-Universitaet Muenster
+49 251-833-3551, 631-205-4075
demokrit@physik.uni-kl.de
48149 Muenster, Germany

Dziomba Thorsten

Physikalisch-Technische Bundesanstalt
+49 531 592-5122, 531 592-5105f
Thorsten.Dziomba@ptb.de
Bundesallee 100, 38116 Braunschweig, Germany

Pistol Mats-Erik

Lund University, Solid State Physics
+46 46 2220428
mats-erik.pistol@ftf.lth.se
Box 118, SE-221 00 Lund, Sweden

Schenk David H.P.

Centre de Recherche sur l'Hétéro-Epitaxie
et ses Applications (CRHEA-CNRS)
+33 493 95 42 00, 33 493 95 83 61f
david.schenk@crhea.cnrs.fr
Rue Bernard Gregory,
Sophia Antipolis,
06560 Valbonne, France